COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS, QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55.

COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

PUBLIÉS,

CONFORMÉMENT A UNE DÉCISION DE L'ACADÉMIE

EN DATE DU 13 JUILLET 1835,

PAR MM. LES SECRÉTAIRES PERPÉTUELS,

AVEC LE CONCOURS
DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE.

TOME DEUX-CENT-QUARANTE-QUATRIÈME.

PREMIÈRE PARTIE : JANVIER - MARS 1957.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

Quai des Grands-Augustins, 55.

—

1957

ÉTAT DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

AU 1er JANVIER 1957.

SCIENCES MATHÉMATIQUES ET PHYSIQUES

Section Ire. — *Géométrie.*

MM.

Hadamard (*Jacques*-Salomon), G. O. ❋.
Julia (*Gaston*-Maurice), G. O. ❋, ✠.
Montel (*Paul*-Antoine), G. O. ❋.
Denjoy (*Arnaud*), O. ❋.
Garnier (Édouard-Louis-Marie-*René*), O. ❋.
Fréchet (René-*Maurice*), O. ❋.

Section II. — *Mécanique.*

Villat (*Henri*-René-Pierre), C. ❋.
Caquot (*Albert*-Irénée), G. C. ❋, ✠.
Pérès (*Joseph*-Jean-Camille), C. ❋.
Beghin (*Henri*), C. ❋.
Roy (Paul-Mary-Ferdinand-*Maurice*), C. ❋.
Leray (*Jean*), ❋.

Section III. — *Astronomie.*

Maurain (*Charles*), G. O. ❋.
Fayet (*Gaston*-Jules), O. ❋.
Danjon (*André*-Louis), C. ❋, ✠.
Baillaud (*Jules*), O. ❋, ✠.
Couder (*André*-Joseph-Alexandre), O. ❋.
Darmois (*Georges*-Ernest), O. ❋, ✠.

Section IV. — *Géographie et Navigation.*

Durand-Viel (*Georges*-Edmond-Just), G. C. ❋, ✠, ✠.
Barrillon (*Émile-Georges*), C. ❋.
Cot (*Donatien*), G. O. ❋.
Poivilliers (*Georges*-Jean), C. ❋, ✠.
Tardi (*Pierre*-Antoine-Ernest), O. ❋, ✠.
Brard (*Roger*-Émile-Marie), O. ❋.

SECTION V. — *Physique.*

MM.
JOLIOT (*Frédéric*), C. ❋, ✠.
CABANNES (*Jean*), C. ❋, ✠.
RIBAUD (*Gustave*-Marcel), C. ❋, ✠.
LEPRINCE-RINGUET (*Louis*-Marie-Edmond), O. ❋.
DARMOIS (Émile-*Eugène*), O. ❋, ✠.
PERRIN (*Francis*-Henri-Jean-Siegfried), C. ❋.

SCIENCES CHIMIQUES ET NATURELLES.

SECTION VI. — *Chimie.*

BERTRAND (*Gabriel*-Émile), G. O. ❋.
DELÉPINE (Stéphane-*Marcel*), C. ❋.
LEBEAU (*Paul*-Marie-Alfred), C. ❋.
PASCAL (*Paul*-Victor-Henri), C. ❋.
DUFRAISSE (*Charles*-Robert), C. ❋.
CHAUDRON (*Georges*-Léon), O. ❋, ✠.

SECTION VII. — *Géologie.*

JACOB (*Charles*-François-Étienne), C. ❋, ✠.
MAUGUIN (*Charles*-Victor), O. ❋.
GRANDJEAN (*François*-Alfred), O. ❋.
FALLOT (*Paul*), ❋, ✠.
PRUVOST (*Pierre*-Eugène-Marie-Joseph), O. ❋.
PIVETEAU (Jacques-Honoré-*Jean*-Marie), ❋.

SECTION VIII. — *Botanique.*

BLARINGHEM (*Louis*-Florimond), C. ❋.
SOUÈGES (Étienne-Charles-*René*), O. ❋.
HEIM (*Roger*-Jean), O. ❋, ✠.
COMBES (*Raoul*-Pierre-Émile), O. ❋.
HUMBERT (Jean-*Henri*), O. ❋, ✠.
. . . .

SECTION IX. — *Zoologie.*

CAULLERY (*Maurice*-Jules-Gaston-Corneille), C. ❋.
ROUBAUD (*Émile*-Charles-Camille), C. ❋.

MM.
WINTREBERT (*Paul*-Marie-Joseph), ✻.
FAGE (Baptiste-*Louis*), C. ✻.
GRASSÉ (*Pierre*-Paul), O. ✻.
CHAMPY (Paul-Émile-*Christian*), O. ✻, ✠.

SECTION X. — *Économie rurale.*

LEMOIGNE (*Maurice*-Auguste), O. ✻.
GUINIER (Marie-Joseph-Jean-Baptiste-*Philibert*), C. ✻.
DUJARRIC DE LA RIVIÈRE (Auguste-*René*), C. ✻, ✠
FABRE (*René*-Jean-Marie), C. ✻.
BRESSOU (*Clément*-Jean-Pierre-François-Emmanuel), O. ✻, ✠.
. . . .

SECTION XI. — *Médecine et Chirurgie.*

PORTIER (*Paul*), C. ✻.
BINET (*Léon*-René), G. C. ✻, ✠.
LAUBRY (*Charles*), G. O. ✻.
GUILLAIN (*Georges*-Charles), C. ✻.
BAZY (Pierre-Jean-*Louis*), C. ✻, ✠.
ALLAINES (*François*-Louis-Paul DE GAUDART D'), C. ✻.

SECRÉTAIRES PERPÉTUELS.

BROGLIE (*Louis*-Victor-Pierre-Raymond, prince DE), G. O. ✻, pour les Sciences mathématiques et physiques.

COURRIER (Marie-Jules-Constant-*Robert*), O. ✻, ✠, pour les Sciences chimiques et naturelles.

ACADÉMICIENS LIBRES.

BROGLIE (Louis-César-Victor-*Maurice*, duc DE), G. O. ✻.
GRAMONT (*Armand*-Antoine-Auguste-Agénor, duc DE), C. ✻.
GUTTON (Antoine-Marie-*Camille*), C. ✻.
DUCLAUX (*Jacques*-Eugène), O. ✻, ✠.
PÉRARD (*Albert*-Gustave-Léon), C. ✻. ✠.
RAMON (*Gaston*-Léon), G. C. ✻.
HACKSPILL (*Louis*-Jean-Henri), O. ✻, ✠.
TRÉFOUËL (*Jacques*-Gustave-Marie), C. ✻.
LACASSAGNE (*Antoine*-Marcellin-Bernard), O. ✻.
DASSAULT (Darius-*Paul*), G. C. ✻, ✠, ✠.

MEMBRES NON RÉSIDANTS.

MM

CAMICHEL (*Charles*-Moïse), C. ✻, au Cap Dorat, par Lavaur (Tarn).
SERGENT (Étienne-Louis-Marie-*Edmond*), C. ✻, ✠, à Alger.
BOUIN (André-*Pol*), O. ✻, à Vendresse (Ardennes).
LEJAY (*Pierre*), O. ✻, ✠, à Paris.
DUPOUY (*Gaston*-Léopold), O. ✻, à Toulouse.
GUYÉNOT (*Émile*-Louis-Charles), ✻, à Genève (Suisse).
NÉEL (*Louis*-Eugène-Félix), O. ✻, ✠, à Grenoble.
ESCANDE (*Léopold*-Charles-Marie-Jean-Baptiste), O. ✻, à Toulouse.
MALLEMANN (*René*-Jean-Gérard-Henri DE), ✻, à Nancy.
VANDEL (*Albert*-Pôl-Marie), ✻, à Toulouse.
DELÉPINE (*Gaston*-Georges), ✻, à Lille.
....

APPLICATIONS DE LA SCIENCE A L'INDUSTRIE.

ESNAULT-PELTERIE (*Robert*-Albert-Charles), O. ✻, à Genève (Suisse).
PORTEVIN (*Albert*-Marcel-Germain-René), G. O. ✻, à Paris.
CHEVENARD (*Pierre*-Antoine-Jean-Sylvestre), C. ✻, à Paris.
DARRIEUS (*Georges*-Jean-Marie-Eugène), O. ✻, ✠, à Houilles (Seine-et-Oise).
PARODI (*Hippolyte*), C. ✻, ✠, à Paris.
PERRIN (*René*-Marie-Victor), O. ✻, à Paris.

ASSOCIÉS ÉTRANGERS.

BORDET (*Jules*-Jean-Baptiste-Vincent), G. C. ✻, à Bruxelles.
LA VALLÉE POUSSIN (*Charles*-Jean-Gustave-Nicolas DE), C. ✻, à Uccle-Bruxelles.
BOHR (*Niels* Henrik David), O. ✻, à Copenhague.
HAAS (*Wander Johannes* DE), O. ✻, à Lœnersloot (Pays-Bas).
RUSSELL (Sir Edward *John*), à Woodstock, Oxon (Angleterre).
RAMAN (Sir *Chandrasekhara Venkata*), à Bangalore (Indes).
KARRER (*Paul*), O. ✻, à Zurich (Suisse).
SIEGBAHN (Karl *Manne* Georg), C. ✻, à Stockholm.
KÁRMÁN (Théodore DE), O. ✻, à Pasadena, (Californie).
BRAGG (Sir William *Lawrence*), à Londres.
SPENCER JONES (Sir *Harold*), à Hailsham, Sussex (Angleterre).

MM.
WAKSMAN (*Selman* Abraham), C. ❋, à New Brunswick (New Jersey).
BERNSTEIN (*Serge*), à Moscou.
HOUSSAY (*Bernardo* Alberto), O. ❋, à Buenos Aires.
HOLMES (*Arthur*), à Edimbourg (Ecosse).
KEILIN (*David*), à Cambridge (Angleterre).
GÄUMANN (*Ernst*), à Zurich.
BLALOCK (*Alfred*), ❋, à Baltimore (Maryland).
. . . .
. . . .

CORRESPONDANTS.

SCIENCES MATHÉMATIQUES ET PHYSIQUES.

SECTION Ire. — *Géométrie* (10).

NÖRLUND (*Niels Erik*), C. ❋, à Copenhague.
VINOGRADOV (*Ivan* Matveevich), à Moscou.
POLYA (*George*), à Palo Alto (Californie).
SIERPINSKI (*Waclaw*), O. ❋, à Varsovie.
SCHMIDT (*Erhardt*), à Berlin.
MILLOUX (Paul-*Henri*), ❋, à Caudéran (Gironde).
SIEGEL (*Carl* Ludwig), à Göttingen (Allemagne).
MORSE (Harold *Marston*), ❋, ✠, à Princeton (New Jersey).
. . . .
. . . .

SECTION II. — *Mécanique* (10).

ROY (*Louis*-Maurice), ❋, à Toulouse.
THIRY (*René*-Paul-Eugène), O. ❋, à Malakoff (Seine).
RIABOUCHINSKY (*Dimitri* Pavlovitch), à Paris.
THULOUP (Émile-Adrien-*Albert*), C. ❋, à Grasse (Alpes-Maritimes).
BOULIGAND (*Georges*-Louis), O. ❋, à Paris.
TIMOSHENKO (*Stephen*), à Palo Alto (Californie).
TAYLOR (Sir *Geoffrey Ingram*), à Cambridge (Angleterre).

MM.

COLONNETTI (*Gustavo*), O. ✻, à Rome.
KAMPÉ DE FÉRIET (Marie-*Joseph*), O. ✻, à Lille.
VAN DEN DUNGEN (*Frans* Henri Antoine), à Boitsfort (Belgique).

SECTION III. — *Astronomie* (10).

BOSLER (*Jean*), O. ✻, à Marseille.
HERTZSPRUNG (*Ejnar*), à Tølløse (Danemark).
RUSSELL (*Henry Norris*), à Princeton (New Jersey).
SHAPLEY (*Harlow*), à Peterborough (New Hampshire).
STØRMER (Fredrik *Carl* Mülertz), à Vestre Aker (Norvège).
STRATTON (*Frederick* John Marrian), ✻, à Cambridge (Angleterre).
DAUVILLIER (*Alexandre*-Henri-Georges), à Bagnères (Hautes-Pyrénées).
LINDBLAD (*Bertil*), à Saltsjöbaden (Suède).
OORT (*Jan* Hendrik), à Leyde (Pays-Bas).
SWINGS (*Pol* Félix Ferdinand), à Esneux (Belgique).

SECTION IV. — *Géographie et Navigation* (10).

VENING MEINESZ (*Felix Andries*), à Amersfoort (Pays-Bas).
POISSON (Victor-Marie-Augustin-*Charles*), ✻, ✠, à Tananarive (Madagascar).
KOCH (*Lauge*), O. ✻, à Copenhague.
ROUCH (*Jules*-Alfred-Pierre), O. ✻, ✠, à Monaco.
MONOD (André-*Théodore*), ✻, à Dakar.
HAVELOCK (Sir *Thomas Henry*), à Newcastle on Tyne (Angleterre).
LAMBERT (*Walter Davis*), à Canaan (Connecticut).
PÉLISSIER (*Léon*-Alexandre-Melchior), O. ✻, à Sanary-sur-Mer (Var).
BAULIG (*Henri*), O. ✻, à Strasbourg.
COUTAGNE (*Aimé*), ✻, à Saint-Genis-Laval (Rhône).

SECTION V. — *Physique* (10).

TOWNSEND (*John* Sealy), ✻, à Oxford (Angleterre).
HULUBEI (*Horia*), O. ✻, à Bucarest.
FORTRAT (*René*-Lucien), ✻, à Grenoble.
HENRIOT (*Émile* Jean Charles), O. ✻, ✠, à Boitsfort (Belgique).
BLACKETT (*Patrick* Maynard Stuart), à Londres.
ANDRADE (Edward Neville *da Costa*), ✻, à Londres.

MM.

FOËX (*Gabriel*-Gustave), ❋, ⚱, à Strasbourg.

. . . .

. . . .

. . . .

SCIENCES CHIMIQUES ET NATURELLES.

SECTION VI. — *Chimie* (10).

WALDEN (*Paul*), à Gammertingen (Allemagne).
LOCQUIN (Émile-*René*), ❋, à Lyon.
ROBINSON (Sir *Robert*), C. ❋, à Londres.
BRINER (*Émile*), ❋, à Genève.
EULER-CHELPIN (*Hans* Karl August Simon VON), à Stockholm.
DESCH (*Cecil Henry*), à Londres.
CORNUBERT (*Raymond*-Alexandre-Louis), O. ❋, à Nancy.
BACKER (*Hilmar Johannes*), à Groningue (Pays-Bas).
ANDRIEUX (*Jean*-Lucien), ❋, à Grenoble.

. . . .

SECTION VII. — *Géologie* (10).

FOURMARIER (*Paul* Frédéric Joseph), ❋, à Liège (Belgique).
DALY (*Reginald Aldworth*), à Cambridge (Massachusetts).
PAULING (*Linus* Carl), à Pasadena (Californie).
BESAIRIE (*Henri*-Michel-Édouard), ❋, à Tananarive (Madagascar).
MORET (*Léon*-Marie-Louis), O. ❋, ⚱, à Grenoble.
ROYER (*Louis*-Michel), ❋, à Alger.
READ (*Herbert Harold*), à Londres.

. . . .

. . . .

. . . .

SECTION VIII. — *Botanique* (10).

PERRIER DE LA BÂTHIE (Marie-Joseph-*Henri*-Alfred), ❋, à Saint-Pierre-d'Albigny (Savoie).
BOULY DE LESDAIN (*Maurice*-Léopold-Joseph), à Lille.
LITARDIÈRE (*René*-Jean-Alexandre VERRIET DE), ❋, à Mazières-en-Gâtine (Deux-Sèvres).

MM.
DANGEARD ((*Pierre*-Jean-Louis), O. ✻, ♕, à Bordeaux.
EMBERGER (*Louis*-Marie), ✻, à Montpellier.
MELIN (Johannes Botvid *Elias*), à Upsal (Suède).
KILLIAN (*Charles*), ✻, à Boulogne-Billancourt (Seine).
WENT (*Frits* Warmott), à Pasadena (Californie).
MARTENS (*Pierre* Édouard), à Louvain (Belgique).
FERNANDES (*Abilio*), à Coïmbra (Portugal).

SECTION IX. — *Zoologie* (10).

PEYERIMHOFF DE FONTENELLE (Marie-*Paul* DE), O. ✻, à Paris.
ANCEL (*Paul*-Albert), ✻, à Paris.
BEAUCHAMP (Charles-Alfred-*Paul* MARAIS DE), ♕, à Paris.
POLICARD (*Albert*), O. ✻, ♕, à Paris.
HARRISON (*Ross Granville*), à New Haven (Connecticut).
HUXLEY (*Julian* Sorell), à Londres.
DAVYDOFF (*Constantin*), à Sceaux (Seine).
DE BEER (Sir *Gavin* Rylands), ✻, à Londres.
ANCONA (*Umberto* d'), ♕, à Padoue (Italie).
BRIEN (*Paul* Louis Philippe), à Bruxelles.

SECTION X. — *Économie rurale* (10).

TSCHERMAK VON SEYSENEGG (*Erich*), à Vienne (Autriche).
HITIER (*Henri*-Joseph-Robert), G. O. ✻, à Revelles (Somme).
WALLACE (*Thomas*), à Bristol (Angleterre).
PALLMANN (*Hans* Adolf), à Zurich (Suisse).
FLÜCKIGER (*Gottlieb*), à Berne (Suisse).
JORET (François-Louis-*Georges*-Jules), O. ✻, à Amiens.
MIÈGE (*Émile*), O. ✻, ♕, à Rabat (Maroc).
CURASSON (*Georges*-Maurice-Charles), O. ✻, à Poligny (Jura).
GAUSSEN (*Henri*-Marcel), ✻, à Toulouse.
LUNDEGÅRDH (*Henrik* Gunnar), à Penningby (Suède).

SECTION XI. — *Médecine et Chirurgie* (10).

HOLMGREN (*Israël*), C. ✻, à Stockholm.
REMLINGER (*Paul*-Ambroise), C. ✻, à Tanger (Maroc).
GALLAVARDIN (*Louis*-Bénédict), ✻, à Lyon.
ADRIAN (*Edgar Douglas*), ✻, à Cambridge (Angleterre).

MM.

HEYMANS (*Corneille* Jean François), à Gand (Belgique).
MOURIQUAND (*Georges*-Émile-Jean-Achille-Paul), O. ✻, à Lyon.
GIAJA (*Jean* Ivan), C. ✻, à Belgrade.
HERMANN (*Henri*-Xavier), C. ✻, ✠, à Lyon.
GIRAUD (Raoul-*Gaston*), C. ✻, ✠, à Montpellier.
. . . .

SECTION XII. — *Sections des Académiciens libres et des Applications de la science à l'industrie* (10).

WESTGREN ((*Arne* Fredrik), à Stockholm.
DEHALU (*Marcel* Jacques Joseph), C. ✻, à Visé (Belgique).
LANGMUIR (*Irving*), à Schenectady (New York).
BRONK (*Detlev* Wulf), à New York.
TIMMERMANS (*Jean* Émile Charles), à Boitsfort (Belgique).
TISELIUS (*Arne* Wilhelm Kaurin), O. ✻, à Uppsala (Suède).
CHERWELL (*Frederick Alexander* LINDEMANN, Lord), à Oxford (Angleterre).
CASSINIS (*Gino*), à Milan (Italie).
. . . .
. . . .

COMPTES RENDUS

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 2 JANVIER 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

M. le **Président** annonce le décès, survenu à Floirac, Gironde, le 26 décembre 1956, de M. **Luc Picart**, Membre non résidant. Il invite l'Académie à se recueillir en silence pendant quelques instants, en signe de deuil.

L'allocution nécrologique d'usage sera lue en l'une des prochaines séances par M. **Jules Baillaud**.

M. **Léon Binet**, Vice-Président, au nom de M. **Armand de Gramont**, empêché par son état de santé de présider la séance, fait connaître à l'Académie l'état où se trouve l'impression des Recueils qu'elle publie et les changements survenus parmi les Membres, les Associés étrangers et les Correspondants pendant le cours de l'année 1956.

État de l'impression des Recueils de l'Académie au 1er janvier 1957.

Comptes rendus des séances de l'Académie. — Les fascicules de l'année 1956 ont paru chaque semaine régulièrement.

Les Tables des tomes 238 et 239 (1er et 2e semestres de l'année 1954) sont parues et ont été mises en distribution. Les Tables du tome 240 (1er semestre de 1955) sont en pages, celles des tomes 241 et 242 (2e semestre de 1955 et 1er semestre de 1956) sont partiellement composées, celles du tome 243 (2e semestre de 1956) sont sur fiches.

Le volume des Tables générales pour la période 1941-1955, *Auteurs*, est en préparation.

Notices et discours. — Le tome 3 paraîtra prochainement.

Procès-verbaux des séances de l'Académie des Sciences, tenues depuis la fondation de l'Institut jusqu'au mois d'août 1835.

Un volume de Tables générales est à l'impression.

Annuaire de l'Académie. — L'Annuaire pour 1957 a paru; il est mis en distribution au cours de la présente séance.

Membres décédés depuis le 1^er^ janvier 1956.

Section de Géométrie. — M. **Émile Borel**, le 3 février, à Paris.

Section de Géographie et Navigation. — M. **Jean Tilho**, le 8 avril, à Paris.

Section de Botanique. — M. **Auguste Chevalier**, le 4 juin, à Paris.

Section d'Économie rurale. — M. **André Mayer**, le 27 mai, à Paris.

Membres non résidants. — M. **Henri Devaux**, le 14 mars, à Bordeaux.

— M. **Luc Picart**, le 26 décembre, à Floriac, (Gironde).

Associés étrangers. — M. **Walter Sydney Adams**, le 11 mai, à Pasadena (Californie).

Membres élus depuis le 1^er^ janvier 1956.

Section de Géométrie. — M. **Maurice Fréchet**, le 14 mai, en remplacement de M. **Émile Borel**, décédé.

Section de Géographie et Navigation. — M. **Pierre Tardi**, le 12 mars, en remplacement de M. **Emmanuel de Martonne**, décédé ;

— M. **Roger Brard**, le 26 novembre, en remplacement de M. **Jean Tilho**, décédé.

Section de Géologie. — M. **Jean Piveteau**, le 30 janvier, en remplacement de M. **Albert Michel-Lévy**, décédé.

Section d'Économie rurale. — M. **Clément Bressou**, le 20 février, en remplacement de M. **Maurice Javillier**, décédé.

Section de Médecine et Chirurgie. — M. **François de Gaudart d'Allaines**, le 7 mai, en remplacement de M. **René Leriche**, décédé.

Membres non résidants. — M. **Albert Vandel**, le 19 mars, à Toulouse, en remplacement de M. **Maurice Gignoux**, décédé;

— M. **Gaston Delépine**, le 19 novembre, à Lille, en remplacement de M. **Henri Devaux**, décédé.

Membres à remplacer.

Section de Botanique. — M. **Auguste Chevalier**, mort à Paris, le 4 juin 1956.

Section d'Économie rurale. — M. **André Mayer**, mort à Paris, le 27 mai 1956.

Membres non résidants. — M. **Luc Picart**, mort à Floirac (Gironde), le 26 décembre 1956.

Associés étrangers. — M. **Albert Einstein**, mort à Princeton (New Jersey), le 18 avril 1955;

— M. **Walter Sydney Adams**, mort à Pasadena (Californie), le 11 mai 1956.

Correspondants décédés depuis le 1er janvier 1956.

Pour la Section de Géométrie. — M. **Frederic Riesz**, le 28 février, à Budapest;

— Sir **Edmund Whittaker**, le 24 mars, à Edinburgh (Ecosse).

Pour la Section de Botanique. — M. **Elmer Drew Merrill**, le 25 février, à Jamaïca Plain (Massachusetts).

Pour la Section de Médecine et Chirurgie. — M. **Léon Bérard**, le 2 septembre, à Lyon.

Correspondants élus depuis le 1er janvier 1956.

Pour la Section de Géométrie. — Sir **Edmund Whittaker**, le 12 mars, à Edimbourg (Écosse), en remplacement de M. **Leonard Eugene Dickson**, décédé;

— M. **Erhard Schmidt**, le 12 mars, à Berlin, en remplacement de M. **Serge Bernstein**, élu Associé étranger;

— M. **Henri Milloux**, le 14 mai, à Bordeaux, en remplacement de M. **Henri Dulac**, décédé;

— M. **Carl Ludwig Siegel**, le 14 mai, à Göttingen (Allemagne), en remplacement de M. **Hermann Weyl**, décédé;

— M. **Marston Morse**, le 14 mai, à Princeton (New Jersey), en remplacement de M. **Frederic Riesz**, décédé.

Pour la Section de Mécanique. — M. **Frans van den Dungen**, le 20 février, à Boitsfort (Belgique), en remplacement de M. **Theodore de Kármán**, élu Associé étranger.

Pour la Section d'Astronomie. — M. **Pol Swings**, le 12 novembre, à Liège (Belgique), en remplacement de M. **Eugène Delporte**, décédé.

Pour la Section de Botanique. — M. **Charles Killian**, le 23 avril, à Boulogne-Billancourt (Seine), en remplacement de M. **Gustave Nicolas**, décédé.

— M. **Frits Went**, le 23 avril, à Pasadena (Californie), en remplacement de M. **Paul Becquerel**, décédé ;

— M. **Pierre Martens**, le 18 juin, à Louvain (Belgique), en remplacement de M. **Ernst Gäumann**, élu Associé étranger ;

— M. **Abilio Fernandes**, le 18 juin, à Coïmbra (Portugal), en remplacement de M. **Elmer Drew Merrill**, décédé.

Pour la Section de Zoologie. — M. **Umberto d'Ancona**, le 18 juin, à Padoue (Italie), en remplacement de M. **David Keilin**, élu Associé étranger ;

— M. **Paul Brien**, le 18 juin, à Bruxelles, en remplacement de M. **Albert Vandel**, élu Membre non résidant.

Pour la Section d'Économie rurale. — M. **Henrik Lundegårdh**, le 19 mars, à Penningby (Suède), en remplacement de M. **Selman A. Waksman**, élu Associé étranger.

Pour la Section de Médecine et Chirurgie. — M. **Jean Giaja**, le 28 mai, à Belgrade, en remplacement de Sir **Alexander Fleming**, décédé ;

— M. **Henri Hermann**, le 28 mai, à Lyon, en remplacement de M. **Auguste Lumière**, décédé ;

— M. **Gaston Giraud**, le 28 mai, à Montpellier, en remplacement de M. **Bernard Houssay**, élu Associé étranger.

Correspondants à remplacer.

Pour la Section de Géométrie. — Sir **Edmund Whittaker**, mort à Edimbourg (Écosse), le 24 mars 1956 ;

— M. **Maurice Fréchet**, élu Membre de la Section, le 14 mai 1956.

Pour la Section de Physique. — M. **Robert Andrews Millikan**, mort à San Marino (Californie), le 20 décembre 1953 ;

— M. **Georges Reboul**, mort à Montpellier, le 22 mai 1955 ;

— M. **René de Mallemann**, élu Membre non résidant, le 28 novembre 1955.

Pour la Section de Chimie. — M. **Charles Courtot**, mort à Nancy, le 25 février 1955.

Pour la Section de Géologie. — M. **Pierre Pruvost**, élu Membre de la Section, le 24 mai 1954 ;

— Sir **Lawrence Bragg**, élu Associé étranger, le 14 février 1955 ;

— M. **Gaston Delépine**, élu Membre non résidant, le 19 novembre 1956.

Pour la Section de Médecine et Chirurgie. — M. **Léon Bérard**, mort à Lyon, le 2 septembre 1956.

Pour les Sections des Académiciens libres et des applications de la science à l'industrie. — Deux des places mises à la disposition de ces Sections le 22 février 1954 restent à pourvoir.

M. **Léon Binet**, prenant la présidence pour 1957, s'exprime en ces termes :

Mes chers Confrères,

En recevant de vous, et pour une année, le fauteuil présidentiel de notre Compagnie, je tiens à vous exprimer mes sentiments de gratitude pour l'honneur qui m'est fait et aussi à vous affirmer publiquement que je dirigerai mes efforts en vue de coopérer, avec vous, à la renommée de notre Académie.

De tels efforts sont aisés, si l'on pense que prennent place dans votre Bureau, nos deux éminents Secrétaires Perpétuels, M. le Prince Louis de Broglie et le Professeur Robert Courrier, dont tous ici admirent et la science et l'activité. J'ai grand plaisir aussi à voir désormais, sur cette estrade, le Doyen Paul Montel, savant éminent et confrère enthousiaste : j'ai été heureux, il le sait, de siéger à ses côtés, il y a plusieurs années, au Conseil de l'Université; c'est une grande joie, aujourd'hui, de me retrouver près de lui. Et puis, je ne saurais oublier, dans mes sentiments reconnaissants ni M. et M^me^ Pierre Gauja, nos dévoués secrétaires-archivistes, ni nos secrétaires de rédaction MM. Gérard Petiau et Didier Bertrand qui ne ménagent ni leur temps, ni leur peine pour la tenue de cette revue hebdomadaire, si variée, si utile, à portée internationale, unique au monde, que sont nos *Comptes rendus*. A notre Président sortant, M. le Duc de Gramont, qui est retenu encore aujourd'hui par son état de santé, je dis des remerciements très sincères pour l'exemple qu'il m'a donné durant l'année écoulée, l'exemple d'une exquise courtoisie, venant compléter une solide érudition.

Des amis — ici même — ont insisté auprès de moi pour que le Président qui entre, développe ses réflexions critiques quant à l'idéal qu'il se fait de notre Compagnie.

Si vous le voulez bien, je répondrai à cet appel.

Ce qui frappe le plus ceux qui ont l'honneur de siéger sur cette estrade, c'est l'intensité des déplacements qui s'effectuent dans notre Salle des Séances; nous sommes ici assez nombreux souhaitant que celle-ci ne soit plus un lieu de passage d'une pièce dans une autre. Lors de la lecture des notices nécrologiques, au cours des séances du Comité secret, ne serait-il

pas facile de renoncer à la liberté de traversée et d'obéir de bon gré à l'indication donnée par deux feux rouges — à l'entrée et à la sortie — tout commecela se passe sur les grandes artères de notre Cité ?

On est également étonné de noter, qu'à certains moments, ici même, le bruit des conversations s'élève un peu trop, au point de gêner, quelquefois, le confrère qui expose, en face, une communication toujours intéressante. Peut-être, notre Compagnie accepterait-elle d'envisager et une salle de Réunion, salle des Séances, salle du Silence, et la salle des Pas-Perdus qui la précède : bien aménagée, confortablement dotée, cette dernière pourrait être le lieu de conversations utiles, ne le croyez-vous pas ? Excusez-moi d'insister, mais, agissant ainsi, je ne fais que suivre l'exemple du Doyen de notre Section de Médecine et Chirurgie, le Professeur Paul Portier, qui déjà, en 1930, dans une autre enceinte, signalait la menace que représente l'intensité croissante du bruit,... et puis comment aujourd'hui, ne pas citer les efforts, dans notre Académie Nationale de Médecine, de la Commission des Méfaits des bruits, « des bruits qui par leur intensité peuvent provoquer des troubles nerveux et même des affections organiques qui peuvent menacer la santé.... » Dans notre Faculté parisienne, nous venons de compter, soutenues ces dernières années, cinq thèses de doctorat consacrées à la lutte contre le bruit et nous ne pouvons pas oublier que, dans la guerre contre le bruit, un préfet a gagné la victoire, parce qu'il a su vouloir.

Que notre salle de Séances ne soit ni un lieu mouvementé, ni un centre bruyant, c'est le vœu que je fais au début de cette nouvelle année. Je sais que tous ici faciliteront l'exécution de ce vœu.

Des confrères m'ont invité également à faire un appel en vue d'avoir dans nos *Comptes rendus*, une place plus importante à des communications médico-chirurgicales. Je transmets volontiers ce message à mes amis de la Section de Médecine et Chirurgie et je suis sûr qu'il sera suivi d'effets.

Qui, de nos jours, douterait de la place — en Science — de la Médecine et de la Chirurgie ? Les techniques d'explorations et les progrès des agents thérapeutiques ont, actuellement, sur la santé et sur la vie des hommes une répercussion reconnue de tous. Et, pour prendre un thème, je n'hésite pas à rappeler qu'un médecin français, travaillant à New-York, ancien interne des Hôpitaux de Paris, André Cournand, vient d'obtenir le Prix Nobel pour ses beaux travaux sur le Cathétérisme cardiaque, technique qui mérite d'être retenue ici, car les premières pages de cette révolution sont dues à deux français, tous deux membres, tous deux anciens présidents de l'Académie des Sciences : Auguste Chauveau, du Muséum d'Histoire naturelle et Jules Marey, du Collège de France.

On connaît la magnifique coopération de ces deux savants qui ont su mettre en honneur la pratique du cathétérisme du cœur, chez le Cheval; partant de

la veine jugulaire, ils ont introduit dans le cœur droit des sondes qui ont permis d'écrire les diverses phases de l'activité du cœur. Avant eux, on n'écrivait sur le cœur que des romans ingénieux; grâce à eux, on a édifié une histoire véritable, écrite par le cœur lui-même. Dès lors, en effet, « le cœur a eu une plume à la main et le Cheval nous a livré ainsi les secrets exacts de son cœur ». Ultérieurement, — et les laboratoires denotre Faculté y ont largement contribué, — le Chien a subi bien souvent le cathétérisme du cœur droit par la voie jugulaire, soit pour l'exploration mécanique de cet organe, soit pour l'obtention du sang veineux mêlé en vue d'études biochimiques.

Mais il fallait alors passer de l'Animal à l'Homme.

Au-delà du Rhin, en 1929, Werner Forssmann réalise, pour la première fois *et sur lui-même*, le cathétérisme de l'oreillette droite à l'aide d'une sonde introduite par une veine du pli du coude.

En 1941, aux États-Unis d'Amérique, dans les laboratoires de l'Université de Columbia, André Cournand et Ranges codifient la technique du cathétérisme veineux de l'oreillette droite chez l'Homme. Ils précisent la construction d'un appareillage perfectionné et ils poursuivent de captivantes recherches hémodynamiques et des explorations gazeuses, qui permettent la mesure du débit cardiaque. C'est la fierté de la Société de l'Internat des Hôpitaux de Paris et celle de notre Faculté de Médecine parisienne de compter André Cournand parmi leurs plus brillants représentants.

Il m'est agréable aussi de rappeler qu'en 1944, et sous l'occupation allemande, Jean Lenègre, sans avoir connaissance des travaux américains, publie avec P. Maurice, un premier travail basé sur cinquante-deux mesures de pressions intraventriculaires droites chez l'Homme et il explore également la pression dans l'artère pulmonaire. Il insiste sur l'intérêt de ces pressions ventriculaires droites dans le diagnostic et le pronostic des cardiopathies, montrant dès ce moment que la pression ventriculaire droite s'élève considérablement dans le rétrécissement mitral mal toléré et parfois dans l'insuffisance ventriculaire gauche. Les *Bulletins* de la Société Médicale des Hôpitaux de Paris réunissent les premières recherches de nos collègues parisiens et on consultera aussi avec profit la thèse de Médecine soutenue devant notre Faculté, par le Professeur agrégé Pierre Maurice (1946, n° 304).

Aujourd'hui d'innombrables travaux ont été publiés sur cette étonnante question. Actuellement, le cathétérisme veineux des cavités cardiaques est devenu une « exploration de routine » dans les grands services de cardiologie et il contribue : d'une part, dans une certaine mesure, à modifier ou à préciser nos conceptions concernant les maladies cardiaques et vasculaires; d'autre part, à établir le diagnostic et à guider les indications opératoires.

En un mot, le cathétérisme du cœur — du cœur droit, quelquefois

du cœur gauche —, réalise une technique capitale, primordiale, indispensable pour l'exploration des maladies cardiaques, congénitales ou acquises, en vue d'une intervention chirurgicale.

Notre Académie des Sciences se doit de rendre hommage aux deux grands présidents qui ont si bien détaillé la physiologie du cœur chez le Cheval, et elle tient aussi à féliciter les médecins français qui, soit en delà de nos frontières, soit dans nos hôpitaux parisiens, ont su mettre en honneur une technique qui fait aujourd'hui l'admiration du corps médico-chirurgical.

Puisse bientôt l'Académie des Sciences toute entière, remercier par ses décisions, les chercheurs qui font tellement honneur à la médecine, pardon à la Science française !

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les fonctions linéairement dépendantes.* Note de M. **Paul Montel.**

1. Soient $u_1(x)$, $u_2(x)$, ..., $u_n(x)$, n fonctions continues de la variable réelle x, définies dans un intervalle (a, b). Si elles possèdent des dérivées jusqu'à l'ordre $n-1$ inclus, la condition nécessaire et suffisante pour qu'elles soient linéairement dépendantes, c'est-à-dire qu'elles vérifient identiquement une équation homogène du premier degré à coefficients constants, est que le déterminant de Wronski soit identiquement nul.

Proposons-nous d'obtenir des conditions nécessaires et suffisantes sans introduire de dérivée. Nous utiliserons pour cela le déterminant de Casorati :

$$D_{(n-1)h}\begin{vmatrix} u_1(x) & u_2(x) & \dots & u_n(x) \\ u_1(x+h) & u_2(x+h) & \dots & u_n(x+h) \\ u_1(x+2h) & u_2(x+2h) & \dots & u_n(x+2h) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ u_1(x+(n-1)h) & u_2(x+(n-1)h) & \dots & u_n(x+(n-1)h) \end{vmatrix}.$$

On sait que l'annulation identique de ce déterminant est la condition nécessaire et suffisante pour que les fonctions u_i soient liées par une relation linéaire et homogène dont les coefficients sont des fonctions périodiques de période h.

Introduisons encore les déterminants obtenus en conservant les $p+1$ premières lignes de $D_{(n-1)h}$ et en remplaçant, dans les $n-p-1=q$ suivantes, la variable par $x+k$, $x+2k$, ..., $x+qk$. Nous appellerons déterminants mixtes de Casorati ces nouveaux déterminants et nous les désignerons par la notation $D_{ph,qk}$ avec $p+q=n-1$. On peut énoncer le

THÉORÈME. — *Pour que les fonctions* $u_1, u_2, \ldots, u_n$ *soient linéairement dépendantes, il faut et il suffit que les déterminants*

$$(1) \qquad D_{(n-1)h}, \quad D_{(n-2)h,k}, \quad D_{(n-3)h,2k}, \quad \ldots, \quad D_{h,(n-2)k}, \quad D_{(n-1)k}$$

soient identiquement nuls et que le rapport h/k *soit irrationnel.*

Si les fonctions u_i admettent des dérivées jusqu'à l'ordre $n-1$, on déduit que l'annulation des déterminants (1) entraîne celle du déterminant de Wronski.

2. Dans certains cas, les conditions $D_{(n-1)h} = D_{(n-1)k} = 0$ sont suffisantes. Supposons que les fonctions u_i soient définies dans l'intervalle $(-\infty, +\infty)$ ce que l'on peut toujours réaliser en prenant $u(x) = a$ pour $x < a$ et $u(x) = b$ pour $x > b$. Admettons aussi que le rapport u_i/u_j ait une limite lorsque x croît indéfiniment par valeurs positives par exemple. On peut supposer que cette limite est nulle en remplaçant u_i/u_j par u_j/u_i si la limite est infinie et u_i par $u_i - cu_j$ si la limite est c. Dans le cas où les fonctions peuvent être placées dans un ordre $u_1, u_2, u_3, \ldots, u_n$ tel que le rapport d'un terme au suivant ait pour limite zéro, les deux conditions extrêmes suffisent. Il en est par exemple ainsi lorsque les fonctions $u(x)$ sont des polynomes. En particulier, pour $u_i = x^i$, pour $i = 1, 2, \ldots, (n-1)$ et $u_n = u$, on retrouve une proposition connue [1]. Les conditions peuvent alors s'écrire

$$\Delta_n^h u = 0, \qquad \Delta_n^k u = 0,$$

les premiers membres désignant les différences d'ordre n de la fonction u correspondant aux accroissements h et k dont le rapport est irrationnel.

3. Soient $u_1(z), u_2(z), \ldots, u_n(z)$, n fonctions analytiques de la variable complexe z dans un domaine (S) et h, k, l, trois vecteurs issus de l'origine ou périodes.

Si les périodes h et k ont un rapport imaginaire, les conditions (1) expriment que les fonctions u_i sont liées par une relation linéaire à coefficients doublement périodiques. Si ce rapport est réel et irrationnel, les coefficients sont des constantes.

Prenons les trois périodes h, k, l et ajoutons aux conditions (1) les conditions semblables (1′) relatives aux accroissements k et l,

$$(1') \qquad D_{(n-2)k,l} \quad D_{(n-3)k,2l}, \quad \ldots, \quad D_{k,(n-2)l}, \quad D_{(n-1)l}.$$

Si les périodes ne sont pas dépendantes, les fonctions u_i sont linéairement dépendantes, sinon elles sont liées par une relation linéaire à coefficients doublement périodiques.

Dans certains cas, les conditions $D_{(n-1)h} = D_{(n-1)k} = D_{(n-1)l} = 0$ suffisent.

4. Soient $u(x, y) = u(z)$, des fonctions réelles des deux variables réelles x et y, définies dans une région (S) du plan; h et k, deux vecteurs

$$h = \eta + i\eta', \qquad u(z+h) = u(x+\eta, y+\eta'),$$
$$k = \zeta + i\zeta', \qquad u(z+k) = u(x+\zeta, y+\zeta').$$

Si les vecteurs ont des directions différentes et si les conditions (1) sont vérifiées, les fonctions sont liées par une relation linéaire à coefficients doublement périodiques; si les vecteurs ont la même direction et si le rapport h/k est irrationnel, les coefficients de la relation sont des fonctions d'une seule variable.

Dans le cas de trois périodes h, k, l, si les conditions (1) et (1') sont remplies, les fonctions sont liées par une relation linéaire à coefficients constants lorsque les périodes sont indépendantes; à coefficients fonctions d'une seule variable lorsque les périodes sont semi-dépendantes; à coefficients doublement périodiques lorsque les périodes sont dépendantes.

(1) *Cf.* P. MONTEL, *Prace Matematyczno Fizycne*, 44, 1936, p. 315-329).

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Un problème de probabilité conditionnelle pour les fonctionnelles linéaires sur un espace de Banach.* Note de M. **JOSEPH KAMPÉ DE FÉRIET.**

1. En étudiant les propriétés statistiques des intégrales d'équations aux dérivées partielles définies par des données initiales ou aux limites aléatoires (1), on est très naturellement conduit à examiner le problème de probabilité conditionnelle correspondant au cas où une partie des données aléatoires est connue exactement. Cette connaissance donne une *information* sur l'intégrale aléatoire qui, en général, doit diminuer sa variance.

Prenons comme exemple la température dans une barre infinie; si la température initiale est une fonction aléatoire $f(x, \omega)$, on démontre (sous des conditions très générales) que la température à l'instant $t > 0$ est une fonction aléatoire définie presque sûrement par

$$(1) \qquad u(x, t, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} k(x-y, t) f(y, \omega)\, dy \qquad k(x, t) = (4\pi t)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{x^2}{4t}}$$

Qu'arrive-t-il si la température initiale est exactement connue en un nombre fini de points :

$$f(\xi_1, \omega) = \eta_1 \qquad \ldots, \qquad f(\xi_n, \omega) = \eta_n\ ?$$

En supposant que la fonction aléatoire $f(x, \omega)$ est normale (2), nous avons pu calculer (3) la moyenne et la variance conditionnelles de $u(x, t, \omega)$. Mais des problèmes beaucoup plus généraux se présentent d'eux-mêmes en Physique, par exemple : quelles sont les propriétés statistiques conditionnelles de la température $u(x, t, \omega)$ lorsque la quantité de chaleur initiale est donnée :

$$(2) \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, \omega)\, dx = \eta \quad ?$$

En supposant que les données initiales ou aux limites sont des fonctions aléatoires normales, les remarques suivantes permettent de calculer la moyenne et la variance conditionnelles dans tous les problèmes, dont le type est donné par l'exemple précédent.

2. Soient : $(a)\mathfrak{X}$ un espace de Banach; $(b)\mathfrak{F}$ une σ-algèbre de parties de $\mathfrak{X}$; $(c)\mu$ une mesure, telle que $\mu(\mathfrak{X})=1$; $(\mathfrak{X}, \mathfrak{F}, \mu)$ constitue un espace de probabilité. Nous désignerons par $\mathfrak{X}^\star$ le dual de $\mathfrak{X}$; nous dirons [4] que μ est une L-mesure, si toute fonctionnelle linéaire $x^\star(x)\in\mathfrak{X}^\star$ est μ-mesurable; nous supposerons toujours la L-mesure *normale*, c'est-à-dire que *toute* $x^\star(x)\in\mathfrak{X}^\star$ *est une variable aléatoire normale* et que $E[x^\star(x)]=0$.

Étant données n fonctionnelles linéaires $x_1^\star(x), \ldots, x_n^\star(x)$, toute combinaison linéaire, étant elle-même une fonctionnelle linéaire, définit une variable aléatoire normale; il résulte donc d'un théorème connu que le point $U\in R^n$ ayant pour coordonnées $X_1=x_1^\star(x), \ldots, X_n=x_n^\star(x)$ suit une loi normale à n dimensions.

THÉORÈME I. — *La moyenne et la variance conditionnelles de la fonctionnelle linéaire* $X=x^\star(x)$, *quand on sait que la fonctionnelle linéaire* $Y=x_1^\star(x)$ *prend une valeur* η, *sont données par*

$$E[X\mid Y=\eta]=\frac{E(XY)}{E(Y^2)}\eta=\xi, \tag{3}$$

$$E[(X-\xi)^2\mid Y=\eta]=E(X^2)\left[1-\frac{[E(XY)]^2}{[E(X^2)E(Y^2)]}\right]. \tag{4}$$

En effet, quel que soit λ :

$$Z=X-\lambda Y$$

définit une fonctionnelle linéaire; le point $U=(Z, Y)$ suit donc une loi normale dans R^2; or, si l'on prend $\lambda=E(XY):E(Y^2)$, on a $E[ZY]=0$; il s'ensuit que Z et Y sont deux variables aléatoires indépendantes; on en tire immédiatement (3) et (4).

Notons que la connaissance de la moyenne et de la variance conditionnelles déterminent complètement la loi conditionnelle de X lorsque $Y=\eta$, puisque cette loi est évidemment normale.

3. Pour donner une application, prenons pour $\mathfrak{X}$ l'ensemble de toutes les fonctions $x(t)$ continues dans $0\leq t\leq 1$ et telles que : $x(0)=x(1)=0$, la norme étant celle de la convergence uniforme; nous choisirons pour μ la mesure introduite par N. Wiener dans son étude du mouvement brownien; on montre aisément que μ est une L— mesure normale [5]. Les instants t et s étant fixés, $x(t)$ et $x(s)\in\mathfrak{X}^\star$ et l'on a

$$E[x(t)]=0 \qquad (0\leq t\leq 1),$$
$$E[x(s)\,x(t)]=\gamma(s, t)=s(1-t) \qquad (0\leq s\leq t\leq 1),$$
$$=t(1-s) \qquad (0\leq t\leq s\leq 1).$$

Ceci étant rappelé, soient $\varphi(t)$ et $\psi(t)$ deux fonctions à variation bornée sur $[0, 1]$; considérons les deux fonctionnelles linéaires :

$$(5) \qquad X = \int_0^1 x(t)\, d\varphi(t), \qquad Y = \int_0^1 x(t)\, d\psi(t).$$

Quand on suppose que Y prend la valeur η, la moyenne et la variance conditionnelles de X sont données par (3) et (4) avec

$$E(X^2) = \int_D \gamma(s, t)\, d\varphi(s)\, d\varphi(t),$$

$$E(XY) = \int_D \gamma(s, t)\, d\varphi(s)\, d\psi(t),$$

$$E(Y^2) = \int_D \gamma(s, t)\, d\psi(s)\, d\psi(t),$$

$$D = \{(s, t) : 0 \leqq s \leqq 1,\ 0 \leqq t \leqq 1\}.$$

Considérons, en particulier, le cas où :

$$X = \int_0^1 x(t)\, dt, \qquad Y = x(\theta) \qquad (\theta \text{ fixé, } 0 \leqq \theta \leqq 1);$$

on obtient

$$E[X \mid Y = \eta] = \frac{\eta}{2},$$

$$E\left[\left(X - \frac{\eta}{2}\right)^2 \middle| Y = \eta\right] = \frac{1}{12} - \frac{1}{4}\theta(1 - \theta).$$

Comme on pouvait s'y attendre, cette variance conditionnelle est minima lorsque $\theta = 1/2$. Dans le cas, en quelque sorte, symétrique du précédent :

$$X = x(\theta) \quad (\theta \text{ fixé, } 0 \leqq \theta \leqq 1), \qquad Y = \int_0^1 x(t)\, dt,$$

on a

$$E[X \mid Y = \eta] = 6\theta(1 - \theta)\eta = \xi,$$

$$E[(X - \xi)^2 \mid Y = \eta] = \theta(1 - \theta)[1 - 3\theta(1 - \theta)];$$

ici, au contraire, la variance conditionnelle est maxima pour $\theta = 1/2$.

4. Ces résultats se généralisent facilement :

Théorème II. — *La moyenne et la variance conditionnelles de la fonctionnelle linéaire* $X = x^*(x)$, *quand on sait que les n fonctionnelles linéaires stochastiquement indépendantes* $Y_1 = x_1^*(x), \ldots Y_n = x_n^*(x)$ *prennent des valeurs* $\eta_1, \ldots, \eta_n$, *sont données par*

$$(6) \qquad E[X \mid Y_1 = \eta_1, \ldots, Y_n = \eta_n] = \sum_j \frac{E(XY_j)}{E(Y_j^2)}\eta_j = \xi,$$

$$(7) \qquad E[(X - \xi)^2 \mid Y_1 = \eta_1, \ldots, Y_n = \eta_n] = E(X^2)\left[1 - \sum \frac{[E(XY_j)]^2}{E(X^2)\, E(Y_j^2)}\right].$$

La condition de l'indépendance des variables aléatoires $Y_1, \ldots Y_n$ n'est pas une restriction ; en effet, comme le point $U = (Y_1, \ldots Y_n)$ suit une loi normale dans R^n, on peut toujours par un changement d'axes dans R^n, remplacer des $(Y_1, \ldots Y_n)$ quelconques par des combinaisons linéaires $(Y'_1, \ldots, Y'_n)$ définissant des variables aléatoires indépendantes.

(1) J. KAMPÉ DE FÉRIET, *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 1632, **240**, 1955, p. 710 ; *Proc. 3 rd Berkeley Symposium on Math. Stat. Probability.*, 3, 1955, p. 199-208.

(2) C'est-à-dire que, pour tout ensemble fini $\{x_1, \ldots, x_n\}$ les variables aléatoires $f(x_1, \omega), \ldots f(x_n, \omega)$ suivent une loi normale ou de Laplace-Gauss à n dimensions.

(3) J. KAMPÉ DE FÉRIET, *Mém. sur la Méc. des Fluides.* (*Pub. scient. techn. Minist. Air*, 1954, p. 163-169).

(4) Selon la définition introduite par E. MOURIER, *Ann. Inst. Henri Poincaré*, **13**, 1953, p. 161-244.

(5) On a, presque sûrement, $x(t) = W(t) - tW(1)$, en désignant par $W(t)$ la fonction de WIENER-LEVY ; *voir* P. LEVY, *Processus stochastiques et mouvements browniens*, Paris, Gauthier-Villars, 1948.

PHYSIOLOGIE. — *L'état posthypothermique.*

Note de MM. **JEAN GIAJA, JEVTO RADULOVIĆ** et **ŽIVOJIN GAVRILOVIĆ**.

Le Rat ayant récupéré sa température normale à la suite d'une hypothermie plus ou moins profonde, on constate dans cet état de posthypothermie une augmentation de l'excitabilité et de la capacité de travail du muscle.

Immédiatement après le retour d'une hypothermie expérimentale plus ou moins profonde, la température corporelle étant revenue à son niveau normal, l'organisme se trouve être dans un état physiologique particulier caractérisé par un renforcement de certaines fonctions physiologiques par rapport à l'état de préhypothermie.

1° Nous avons montré (1) que le cœur du Rat, dès le retour du sujet de l'hypothermie à sa température initiale, accuse après ouverture du thorax une activité meilleure et prolongée dans ces conditions d'anoxie, en comparaison avec le cœur du Rat qui n'avait pas été soumis à l'épreuve de refroidissement.

2° Lorsque le cœur du Rat, tué par piqûre bulbaire et ouverture du thorax, a cessé de donner tout signe d'activité, on réussit à faire apparaître à plusieurs reprises des contractions cardiaques au moment où l'on a réchauffé le cœur après l'avoir profondément refroidi, c'est-à-dire en créant un état posthypothermique (2).

3° L'excitabilité du cœur chez le Rat, mesurée par l'intensité des chocs d'induction au juste suffisants pour provoquer des extrasystoles, est augmentée dans la posthypothermie. Cette excitabilité atteint son maximum

dans l'hypothermie à environ 29° de température corporelle, aussi bien au cours du refroidissement progressif qu'en sens inverse. Mais lorsque la température corporelle a retrouvé son niveau normal, autrement dit dans la posthypothermie, l'excitabilité est plus prononcée que ce qu'elle est dans la préhypothermie. Dans l'hypothermie progressive, l'excitabilité, après avoir passé par un maximum à environ 29° de température corporelle, revient à la valeur de l'état normal lorsque l'hypothermie atteint environ 20° (Radulović).

A la suite de ces observations, nous avons étudié le travail musculaire dans la posthypothermie. En premier lieu notons que l'excitabilité musculaire, de même que l'excitabilité cardiaque, est augmentée dans la posthypothermie. Les expériences ont été faites sur les muscles droits abdominaux excisés, prélevés comparativement sur le Rat normal et sur le Rat en état de posthypothermie. On constate dans ces conditions que le seuil d'excitation est plus bas pour les muscles du Rat en posthypothermie. Tandis que pour les muscles prélevés sur le Rat n'ayant pas été hypothermisé, le seuil d'excitation est obtenu par les chocs d'induction d'ouverture à la distance de 15 cm des bobines de l'appareil inducteur, pour les muscles du Rat en posthypothermie le seuil est à 20 cm. Dans ces expériences l'hypothermie n'avait été poussée que jusqu'à 32-29°. Par conséquent, les effets posthypothermiques se font déjà sentir pour une hypothermie peu profonde.

Nous avons ensuite étudié la capacité de travail musculaire dans la posthypothermie. Le Rat ayant été hypothermisé par la méthode de confinement, on prélève, après avoir ramené la température du sujet à son niveau normal, et après décapitation, les muscles droits abdominaux, qu'on monte pour l'enregistrement graphique des contractions obtenues par des chocs d'induction d'ouverture d'une intensité subliminaire à la fermeture, espacés d'une seconde par un dispositif automatique. On opère comparativement, de la même façon avec les muscles prélevés sur un sujet n'ayant pas été soumis à l'hypothermisation. Dans ce cas, par suite de l'excitabilité moindre, la valeur de l'excitant est plus élevée par rapport à celui dans la posthypothermie. Comme critérium de fatigue musculaire on prenait le moment où l'amplitude des contractions était tombée à 1/10ᵉ de la valeur du début. Le rendement du travail était évalué en déterminant l'amplitude moyenne des contractions d'après la méthode de Nagaya [2], le nombre de celles-ci, le poids soulevé (100 à 200 g), et à l'aide de ces données on calculait la capacité de travail fourni en centimètres par gramme. On détermina de cette façon la capacité de travail des muscles de Rats normaux, c'est-à-dire n'ayant pas été hypothermisés, puis on fit la même chose avec des muscles de Rats en hypothermie à 20 ou 29°, et enfin sur des muscles de Rats en posthypothermie. Chacune de ces séries

comprenait une dizaine d'expériences, dont les valeurs moyennes, statistiquement justifiées, sont les suivantes :

	Nombre de contractions.	Amplitude des contractions (cm).	Travail fourni (cm/g).
État normal	130	1,83	2 616
Hypothermie à 20°	166	3,70	6 240
Posthypothermie de 20°	173	2,78	5 000
Hypothermie à 29°	183	3,03	5 467
Posthypothermie de 29°	188	2,73	6 543

Comme on le voit, par rapport à l'état normal, la capacité de travail dans l'hypothermie aussi bien que dans la posthypothermie est doublée, et au-delà. Il y a lieu de remarquer que cet effet de la posthypothermie se manifeste aussi lorsque l'hypothermie qui l'a précédée n'était pas profonde (29°). Ensuite, on remarquera que l'augmentation du rendement du muscle dans l'hypothermie aussi bien que dans la posthypothermie est due dans une plus forte mesure à l'augmentation de l'amplitude des contractions qu'au nombre de celles-ci.

Il résulte de ce qui précède que, dans l'hypothermie aussi bien que dans la posthypothermie, certaines fonctions organiques sont renforcées en comparaison avec l'état normal, c'est-à-dire préhypothermique. Dans le même sens, T. Montini, O. Rossi et U. Dachà (4) ont constaté que des fragments d'intestin prélevés sur le Chien hypothermique étaient dans de meilleures conditions physiologiques en comparaison avec les fragments prélevés sur l'organisme à température normale.

Le sang de l'organisme en hypothermie ayant par son action stimulante (2) un effet semblable à celui de la posthypothermie, on peut se demander si les phénomènes mentionnés qu'on observe dans celle-ci ne sont pas l'effet de ces facteurs stimulants, constatés depuis longtemps dans le sang hors des vaisseaux (5), que V. Filatov (6) retrouve dans les organes isolés et qui apparaîtraient au sein de l'organisme réagissant à l'hypothermie.

L'intensité métabolique pouvant être en rapport avec l'intensité des réactions de l'organisme à différentes agressions, rappelons que l'intensité du métabolisme, exprimée par la consommation d'oxygène, est stimulée dans la première étape de l'hypothermie. Nous avons montré (7) que chez le Rat la consommation d'oxygène croît avec l'hypothermie, pour atteindre le maximum lorsque la température corporelle est tombée à environ 30°. A partir de ce niveau les échanges baissent avec la température du sujet et elles n'atteignent les valeurs du métabolisme de base normal que lorsque la température corporelle est tombée à environ 23°. Ce n'est qu'à partir de ce niveau que l'hypothermie est hypométabolisante,

tandis qu'elle est hypermétabolisante dans sa première étape. Il s'agit, bien entendu, de l'hypothermie expérimentale, obtenue sans intervention d'agents pharmacodynamiques, soit par refroidissement direct, soit par la méthode de confinement. Nous rappelons ces faits pour montrer que les phénomènes d'hyperexcitabilité et d'hyperactivité observés dans l'hypothermie et la posthypothermie reflètent l'état métabolique général.

Nous soulignerons enfin le fait que pour obtenir les effets stimulants posthypothermiques dont il a été ici question, point n'est nécessaire que l'hypothermie soit profonde ni prolongée. Quelques observations faites à ce sujet indiquent que l'hypothermie, au degré où elle atteint son effet métabolique maximum, produit également au maximum les effets posthypothermiques.

(1) J. Giaja et J. Radulović, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2039.
(2) J. Giaja et J. Radulović, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1456.
(3) T. Nagaya, *Pflüger's Arch.*, 221, p. 720.
(4) *Archivio Maragliano*, 10, 1955, p. 421.
(5) H. Handovsky, *Klin. Wschr.*, 1, 1922, p. 1752.
(6) *Tkanievaia terapia. Acad. des Sc. d'Ukraine*, Kiev, 1953.
(7) J. Giaja, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 649.

M. **Louis de Broglie** fait hommage à l'Académie d'un Ouvrage de M. Jean-Jacques Trillat intitulé : *Découverte de la matière,* dont il a écrit la *Préface* avec M. **Maurice de Broglie.**

DÉSIGNATIONS.

M. **Albert Pérard** est délégué à la Cérémonie qui aura lieu à Madrid pour l'inauguration d'un monument élevé, sur l'initiative de l' « Instituto Geográfico y Catastral », à la mémoire de **Carlos Ibañez de Ibero**, Marquis de **Mulhacén,** qui fut Correspondant de l'Académie.

CORRESPONDANCE.

Mlle **Thérèse Terroine**, MM. **Louis Andarelli**, **Pierre Masse**, **Georges Sénevet**, **Georges Van Biesbroeck**, **Jehan Vellard** adressent des remercîments pour les distinctions accordées à leurs travaux.

L'Académie est informée du **XVIe Congrès international de Chimie pure et appliquée**, qui se tiendra à Paris, du 18 au 24 juillet 1957 et de la **XIXe Conférence de l'Union internationale de Chimie pure en appliquée** qui aura lieu à Paris, du 16 au 25 juillet 1957.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Les Précis pratiques. *Médecine du Travail,* publié sous la direction de Camille Simonin. Deuxième édition;

2° *Formulaire de l'électricien praticien,* par Jules Verger et Adalbert Eutrope ;

3° « *Sécurité* ». *Recueil des dispositions relatives à la sécurité dans l'utilisation de l'électricité,* rédigé sous la direction de Jules Verger;

4° *L'énergie atomique dans ses répercussions sur la vie et la santé.* Textes rassemblés par Pierre Biquard;

5° *Sur les lettres du physicien Magellan conservées aux Archives Nationales,* par Arthur Birembaut;

6° International mathematical Union. *Report of the executive committee to the national adhering organizations.* Covering the period April 21, 1955-May 31, 1956;

7° Pierre-A. Vassal. *D'où vient le mot « Scorbut » ? — La physio-pathologie dans le Panthéon égyptien : les dieux Bès et Phtah, le nain et l'embryon;*

8° Pierre-A. Vassal, A. Bellalouna et R. Massari. *L'Oxycéphalie : un cas chez un Nord-Africain;*

9° Antonio Gião. *Sur le comportement du vecteur d'advection des perturbation et du tourbillon vertical en altitude;*

10° Antonio Gião et M. Ferreira. *Introduction à la climatologie dynamique de l'Amérique du Nord, de l'Atlantique Nord et de l'Europe;*

11° A Ciba Foundation Symposium. *The nature of Viruses;*

12° *Slovensko vo fotografiii Karola Plicku;*

13° *Residencia Estudiantil de la Universidad del Zulia* (Maracaibo);

14° Académie des sciences de Lettonie. *X let raboty Akademii naouk Latviïskoï SSR* (1946-1956).

THÉORIE DES ENSEMBLES. — *Propriétés des ensembles toujours de première catégorie.* Note de M. **Isaac Kapuano**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Famille non stationnaire décroissante d'ensembles — F_σ. Tout ensemble toujours de première catégorie a une puissance $\leq \aleph_1$. L'hypothèse du continu est équivalente à la proposition suivante : Il existe un ensemble E dépourvu d'ensemble parfait, ayant la puissance du continu et réunion de $\aleph_1$ ensembles jouissant de la propriété de Baire au sens restreint. Rectification d'un énoncé précédent.

I. *Soit* $\Phi = \{\varphi_\nu\}$ *une famille décroissante de type* $\Omega^{ième}$ *constituée d'ensembles linéaires* $\varphi_\nu = \sum_{n=1}^{\infty} e_{\nu n}$ *où les* $e_{\nu n}$ *sont fermés. Nous supposons que* Φ *obéit à la condition* $\varkappa$ *suivante : A tout* $\nu < \Omega$ *correspond un* $\varphi_\mu \in \Phi$ *tel que* $\mathfrak{J}_{\nu n}$ *désignant un inter-*

valle joint à $e_{\nu n}$, *on ait* $e_{\nu n}\mathcal{J}_{\nu n} - e_{\nu n}\mathcal{J}_{\nu n}\varphi_{\mu} \neq \Phi$. *Cela étant* $\prod_{\nu} \varphi_{\nu}$ *est un ensemble toujours de première catégorie de puissance* $\leqq \aleph_1$.

La proposition I sera démontrée à l'aide des lemmes suivants :

1. *A tout* $\varphi_{\mu_0} \in \Phi$ *correspond un* $\varphi_{\mu_1} \in \Phi$ *de première catégorie par rapport à* $e_{\mu_0 n}$ *quel que soit* n.

A cause de la condition $\varkappa$ il existe en effet un φ_{μ_1} tel que pour tout n on ait $e'_{\mu_0 n} = e_{\mu_0 n} - e_{\mu_0 n}\varphi_{\mu_1}$ dense partout sur $e_{\mu_0 n}$. De ce que φ_{μ_1} est un F_σ il suit dès lors que $e'_{\mu_0 n}$ est un G_δ dense partout sur $e_{\mu_0 n}$.

Dans la suite on *supposera* que tous les $e_{\nu n}$ sont parfaits et, pour ν fixe, deux à deux disjoints. Cette restriction n'est pas essentielle et sert uniquement à simplifier l'exposé.

Définition 1. — Soit $p \in \varphi_1$ un point tel que, si $p \in e_{\nu n} e_{\mu m}$, il existe un ensemble parfait π_p pour lequel $p \in \pi_p \subset e_{\nu n} e_{\mu m}$. On dit alors, pour $\nu < \mu$ que p jouit de la *propriété* (p, ν, μ). Si pour tout couple (ν, μ) avec $\nu < \mu$, p jouit de la propriété (p, ν, μ), on dit que p est *régulier*. S'il existe un premier ordinal μ_1 tel que pour au moins un $\nu < \mu_1$, p ne jouisse pas de la propriété (p, ν, μ_1), on dit que p est μ_1-*irrégulier*.

On a évidemment : 2- *Soit* D_{μ_0} *la réunion de tous les points* μ-*irréguliers pour* $\mu \leqq \mu_0 < \Omega$: *Alors* D_{μ_0} *est au plus dénombrable.*

Or je dis 3- *Si* p *est régulier, alors* $p \notin \prod_{\nu} \varphi_{\nu}$.

Supposons par impossible que, p étant régulier, on ait $p \in \prod_{\nu} \varphi_{\nu}$. Désignons par e_μ celui des $e_{\mu m}$ qui contient p et soit η_μ la distance de p au point le plus éloigné de lui dans e_μ. Soit $\{\varepsilon_n\}$ une suite simple de nombres $\varepsilon_n > 0$ tendant vers zéro. Puisque la famille des e_μ a la puissance $\aleph_1$, il existe un nombre $\varepsilon_n = \varepsilon$ et Ω ordinaux μ_λ tels que $\eta_{\mu_\lambda} \geqq \varepsilon$, les distances η_{μ_λ} étant portées sur une demi-droite γ indépendante de μ_λ, d'origine p et jouissant de la propriété suivante : Posons $\mathcal{E} = \{e_{\mu_\lambda}\}$. Pour tout $e_{\mu_\nu}, e_{\mu_\varkappa} \in \mathcal{E}$ il existe un ensemble parfait π (dépendant de μ_ν et de $\mu_\varkappa$) en sorte que $p \in \pi \subset \gamma e_{\mu_\nu} e_{\mu_\varkappa}$. Cela étant soit $f_{\mu_\nu} = \prod_{\mu_\lambda \leqq \mu_\nu} e_{\mu_\lambda}$. La famille $\mathcal{F} = \{f_{\mu_\nu}\}$ est décroissante, constituée d'ensembles fermés et est de plus de type $\Omega^{\text{ième}}$. Cela est incompatible avec un théorème classique de Baire.

4. *L'ensemble* $\prod_{\nu} \varphi_{\nu}$ *a une puissance* $\leqq \aleph_1$. — Désignons par D_μ la réunion de tous les points μ'-irréguliers pour $\mu' \leqq \mu < \Omega$. En vertu de la proposition 3, on a $\prod_{\nu} \varphi_{\nu} \subset \sum_{\mu} D_\mu$. Or en vertu de la proposition 2 la puissance de D_μ est au plus dénombrable.

5. *L'ensemble* $\prod_\nu \varphi_\nu$ *est ensemble toujours de première catégorie.* — Supposons que la proposition soit fausse. Il existe alors un ensemble parfait P tel que $\rho = \prod_\nu \varphi_\nu$ soit de deuxième catégorie partout sur P. Or rappelons qu'on appelle *portion* de P tout ensemble parfait π intersection de P avec un segment σ. Si de plus les extrémités de σ coïncident avec des extrémités d'intervalles contigus de P, on dit (selon M. Denjoy) que π est une *portion isolée* de P.

a. Je dis que ρ contient une portion P′ de P. En cas contraire en effet il existe un $\mu < \Omega$ tel que $P_\mu = P - P\varphi_\mu$ soit dense partout sur P. Mais comme φ_μ est un F_σ, il suit que P_μ est un G_δ dense partout sur P, contrairement à l'hypothèse sur ρ.

b. Or je dis : Il existe une famille $\tilde{\mathcal{E}} = \{\tilde{e}_{\nu n}\}$ d'ensembles parfaits $\tilde{e}_{\nu n}$ deux à deux disjoints, en sorte que $\varphi_\nu = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{e}_{\nu n}$, que, à tout intervalle $\tilde{\mathcal{J}}_{\nu n}$ joint à $\tilde{e}_{\nu n}$ corresponde un $\mu > \nu$ tel que $\tilde{e}_{\nu n}\tilde{\mathcal{J}}_{\nu n} - \tilde{e}_{\nu n}\tilde{\mathcal{J}}_{\nu n}\varphi_\mu \neq \emptyset$ et que *tout point de* P′ *soit régulier relativement aux* $\tilde{e}_{\nu n}$. Désignons en effet par $\mathcal{T}_\mu = \{\mathcal{T}_{\mu k}\}$ la famille de toutes les portions isolées de tous les $e_{\mu m}$ (μ fixe, m variable). En vertu du lemme 1, l'ensemble P′ est non dense sur tout $\overline{e_{\mu m}}$ quels que soient p et m. Donc pour tout μ il existe un ensemble parfait $\overline{e_{\mu 1} = \sum_{k_l} \mathcal{T}_{\mu k_2}} \supset P'$ où tout $\mathcal{T}_{\mu k_l} \in \mathcal{T}_\mu$ et des ensembles parfaits $\tilde{e}_{\mu m}$ ($m > 1$) disjoints de P′ et réunion chacun d'un nombre fini de $\mathcal{T}_{\mu k_n} \in \mathcal{T}_\mu$ en sorte que $\varphi_\mu = \sum_n \tilde{e}_{\mu n}$. Dès lors l'affirmation *b* est satisfaite et donc, en vertu de 3, $P' \prod_\mu \varphi_\mu = \emptyset$ contrairement à l'hypothèse.

Corollaire 1. — *Les conclusions de la proposition 1 demeurent inchangées si, les* $e_{\nu n}$ *étant fermés ou non, à tout* ν *correspond un* $\mu > \nu$ *tel que (pour tout* m*)* $e_{\mu m}$ *soit non dense sur* $e_{\nu n}$ *(cela remplaçant la condition* $\varkappa$*).*

II. *Soit* $\Phi = \{\varphi_\nu\}$ *une famille décroissante de type* Ω *ième et telle que* $\varphi_\nu = \prod_k \sum_n e^k_{\nu n}$, *les* $e^k_{\nu n}$ *étant fermés et satisfaisant à la condition* $\varkappa'$ *suivante : l'intervalle* $\mathcal{J}^k_{\nu n}$ *étant joint à* $e^k_{\nu n}$ *et* $\mu > \nu$, $e^k_{\nu n}\mathcal{J}^k_{\nu n} - e^k_{\nu n}\mathcal{J}^k_{\nu n}\sum_m e^k_{\mu m} \neq \emptyset$. *Dans ces conditions* $\prod_\nu \varphi_\nu$ *est un ensemble toujours de première catégorie et de puissance* $\leqq \aleph_1$.

Posons $e'^k_{\mu m} = e^k_{\mu m} \prod_{\nu<\mu} \sum_n e^k_{\nu n}$ et soit $\varphi^k_\mu = \sum_m e'^k_{\mu m}$. La famille $\Phi^k = \{\varphi^k_\mu\}_\mu$ satisfait alors au corollaire 1 pour tout k.

III. *Soit* M *un ensemble linéaire non dénombrable jouissant de la propriété de*

Baire au sens restreint. M *est réunion de* $\aleph_1$ *ensembles*-F_σ *deux à deux disjoints et non vides.*

Posons $\overline{M} = F_1$. Il existe des intervalles dénombrables $\mathcal{O}_n^1$ avec $F_1 \overline{\sum_n \mathcal{O}_n^1} = F_1$ et un G_δ situé et dense partout sur F_1 et qui dans tout $\mathcal{O}_n^1 F_1$ est constitué d'un ensemble H_1^n contenu exclusivement soit dans M, soit dans $F_1 - MF_1$. Nous posons $F_2 = F_1 - \sum_n H_1^n$. Plus généralement supposons construits tous les $F_\nu = \prod_k \sum_n e_{\nu n}^k$ pour $e_{\nu n}^k$ fermé avec $\nu < \mu$. Voici comment est construit F_μ. Soit $F_\mu^* = \prod_{\nu<\mu} F_\nu$. Il existe des intervalles $\mathcal{O}_{\nu n,e}^k$ comme suit : *a.* $e_{\nu n}^k \overline{\sum_e \mathcal{O}_{\nu n,e}^k} = e_{\nu n}^k$. *b.* Il existe un ensemble $G_\delta H_{\nu n,e}^k$, situé dans $e_{\nu n}^k \mathcal{O}_{\nu n,e}^k$, avec $F_\mu^* H_{\nu n,e}^k$ dense partout sur $F_\mu^* e_{\nu n}^k \mathcal{O}_{\nu,ne}^k$ et contenu de façon exclusive soit dans M soit dans $F_\mu^* - F_\mu^* M$. Cela étant on pose $F_\mu = \prod_{\nu<\mu} \prod_k \sum_n \left(e_{\nu n}^k - \sum_e H_{\nu n,e}^k\right)$. Par construction F_μ est un $F_{\sigma\delta}$. Les conditions de la proposition 2 sont satisfaites pourvu que $\Phi = \{F_\mu\}$ soit de type Ω ième. Cela a toujours lieu si M n'est pas un $F_{\sigma\delta\sigma}$. On voit par ailleurs qu'il existe un $F_{\sigma\delta}$ canonique F'_1 tel que $\Phi' = \{F'_\mu\}$ soit constitué de $F_{\sigma\delta}$ décroissants et soit de Ω ième type.

IV. *Tout ensemble* N *toujours de première catégorie est de puissance* $\leqq \aleph_1$. En effet N jouit de la propriété de Baire au sens restreint et ne contient pas d'ensemble parfait. IV est donc conséquence de III.

La proposition III de la présente Note est identique à celle qui, démontrée par d'autres voies, a fait l'objet des notes [1], [2]. Toutefois la démonstration du deuxième cas du lemme 1 dans [2] est erronée. On déduit cependant du premier cas la proposition suivante qui suffit en vue des démonstrations qu'on s'est proposé dans [2] : 1'. *Soit* E *un élément canonique linéaire de classe* μ *et* $\mathcal{E} \subset$ E *un ensemble toujours de première catégorie. Il existe un ensemble* $\mathcal{E}' \supset \mathcal{E}$ *qui est un* F_σ *et tel que* E — E$\mathcal{E}'$ *soit un élément canonique de classe* μ.

(1) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 978.
(2) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1833.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur le produit de composition des fonctions et distributions à support dans* R_+^n, $n > 1$. Note (*) de M. **Serge Vasilach**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Après la publication de la Note présentée le 5 novembre 1956, sous le titre ci-dessus, l'auteur a décidé de remplacer les neuf dernières lignes de la page

1592 par le texte suivant :

$$\iint_{B_2\cup C_2}\iint_{B_1\cup C_1}=\iint_{B_2}\iint_{B_1}+\iint_{B_2}\iint_{C_1}+\iint_{C_2}\iint_{B_1}+\iint_{C_1}\iint_{C_2}$$

$$=\iint_{C_2} e^{q(u_2+v_2)}\,du_2\,dv_2\iint_{C_1} e^{p(u_1+v_1)} f(X-u_1,\ Y-u_2)\,f(X-v_1,\ Y-v_2)\,du_1\,dv_1$$

$$+\iint_{B_2} e^{q(u_2+v_2)}\,du_2\,dv_2\iint_{C_1} e^{p(u_1+v_1)} f(X-u_1,\ Y-u_2)\,f(X-v_1,\ Y-v_2)\,du_1\,dv_1+\iint_{B_1}\iint_{C_2}.$$

Mais pour $p>0$, $q>0$, on a $e^{q(u_2+v_2)}<1$, $e^{p(u_1+v_1)}<1$, et si $M=\operatorname{Max}|f|$, on a :

$$\left\{\left|\int_{-X}^{X}\int_{-Y}^{Y} e^{pu_1+qu_2} f(X-u_1,\ Y-u_2)\,du_1\,du_2\int_{-X}^{X}\int_{-Y}^{Y} e^{pv_1+qv_2} f(X-v_1,\ Y-v_2)\,dv_1\,dv_2\right|\leqq\mu^2 e^{2pX}e^{2qX}\right\}$$

$$\Rightarrow\left\{\left|\int_{-X}^{X}\int_{-Y}^{Y} e^{pu_1+qu_2} f(X-u_1,\ Y-u_2)\,du_1\,du_2\right|\leqq\mu\, e^{pX}\,e^{qY}\right\}$$

$$\Rightarrow\left\{\left|\int_{0}^{X}\int_{0}^{Y} e^{pu_1+qu_2} f(X-u_1,\ Y-u_2)\,du_1\,du_2\right|\leqq\mu\, e^{pX}\,e^{qY}+\left|\int_{-X}^{0}\int_{-Y}^{0} e^{pu_1+qu_2} f(X-u_1,\ Y-u_2)\,du_1\,du_2\right|\right\}$$

$$\Rightarrow\left\{\left|\int_{0}^{X}\int_{0}^{Y} e^{pu_1+qu_2} f(X-u_1,\ Y-u_2)\,du_1\,du_2\right|\leqq\mu\, e^{pX}\,e^{qY}+MXY\leqq(\mu+M)\,e^{pX}\,e^{qY}\right\},$$

car $e^{pu_1+qu_2}<1$ pour $(u_1,\ u_2)\in[-X,\ 0]\times[-Y,\ 0]$.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

CALCUL ÉLECTRONIQUE. — *Introduction à une théorie des ensembles basée sur les nombres premiers assimilable par les calculateurs électroniques.* Note (*) de M. **Samuel Sabliet**, présentée par M. Louis de Broglie.

Une théorie basée sur les nombres premiers permet aux ordinateurs électroniques de résoudre les équations, non plus numériquement, mais algébriquement, ainsi que nous allons le voir.

L'apparition des calculateurs électroniques, et en particulier des ordinateurs (1), a permis dans la résolution des équations algébriques, différentielles et intégrales, un grand progrès : en effet, grâce à la logique remarquable de ces machines électroniques, on peut désormais résoudre par itération n'importe quelle équation.

Cependant, si la résolution est facile, elle est souvent longue et il est indéniable que le jour où ces machines pourront donner une solution algébrique, un grand nombre de problèmes seront résolus.

Or, la difficulté provient de l'absence d'intuition de la machine; nous nous

proposons de montrer qu'une logique appropriée permet de tourner cette difficulté.

Le principe de la méthode est le suivant : il repose sur les propriétés des nombres premiers.

En effet, si nous considérons des nombres premiers a, b, c, d, ..., n les produits quels qu'ils soient de plusieurs de ces nombres, ab, bc, cd, abc, acd, bcd, sont tels qu'ils ne peuvent être obtenus qu'une seule fois; en aucun cas, un produit abc ne sera égal au produit $p.n$ ou $i.j.k.l$.

Nous voyons donc que si nous codifions chaque fonction par un nombre premier convenablement choisi, la machine ne pourra en aucun cas confondre un produit de fonction avec un autre produit de fonction.

Voici quelques exemples de codification :

Nous pouvons poser arbitrairement

$$\sin x = 3, \qquad \cos x = 5.$$

Il en résulte

$$\frac{d}{dx}(\sin x) = \cos x = 5, \qquad \frac{d}{dx}(\cos x) = -\sin x = -3,$$

$$\frac{d^2}{dx^2}(\sin x) = -\sin x = -3, \qquad \frac{d^2}{dx^2}(\cos x) = -\cos x = -5.$$

De même U étant une fonction quelconque, nous poserons

$$\sin \mathrm{U} = 11, \qquad \cos \mathrm{U} = 19$$

et L désignant un logarithme népérien,

$$\mathrm{L}x = 13, \qquad \mathrm{LU} = 17.$$

De la relation $\sin^2 x + \cos^2 x = 1$, il résulte donc l'égalité symbolique $34 = 1$.

Ainsi, conformément à ce qui a été dit plus haut, les fonctions algébriques données ci-après, colonne de gauche, seront représentées respectivement par les produits des nombres premiers qui les caractérisent (colonnes de droite),

$$\mathrm{L}[\sin x] = 17 \times 3 = 51,$$
$$\sin[\mathrm{L}x] = 11 \times 13 = 143,$$
$$\mathrm{L}[\cos x] = 17 \times 5 = 85,$$

Demandons par exemple à la machine de calculer la dérivée seconde :

$$\frac{d^2}{dx^2}\mathrm{L}[\sin x].$$

Nous envoyons $17 \times 3 = 51$ qui représente, pour l'avoir vu, $\mathrm{L}[\sin x]$.

Le produit 51 est testé par l'ordinateur qui calcule tout de suite la dérivée première

$$\mathrm{LU} = \frac{\mathrm{U}'}{\mathrm{U}} = \frac{\cos x}{\sin x} = \frac{5}{3} = \frac{a}{b}.$$

Il calcul ensuite la dérivée seconde $(a'b - b'a)/b^2$, soit

$$\frac{-(3.3)-(5\times 5)}{3.3}=\frac{-34}{9},$$

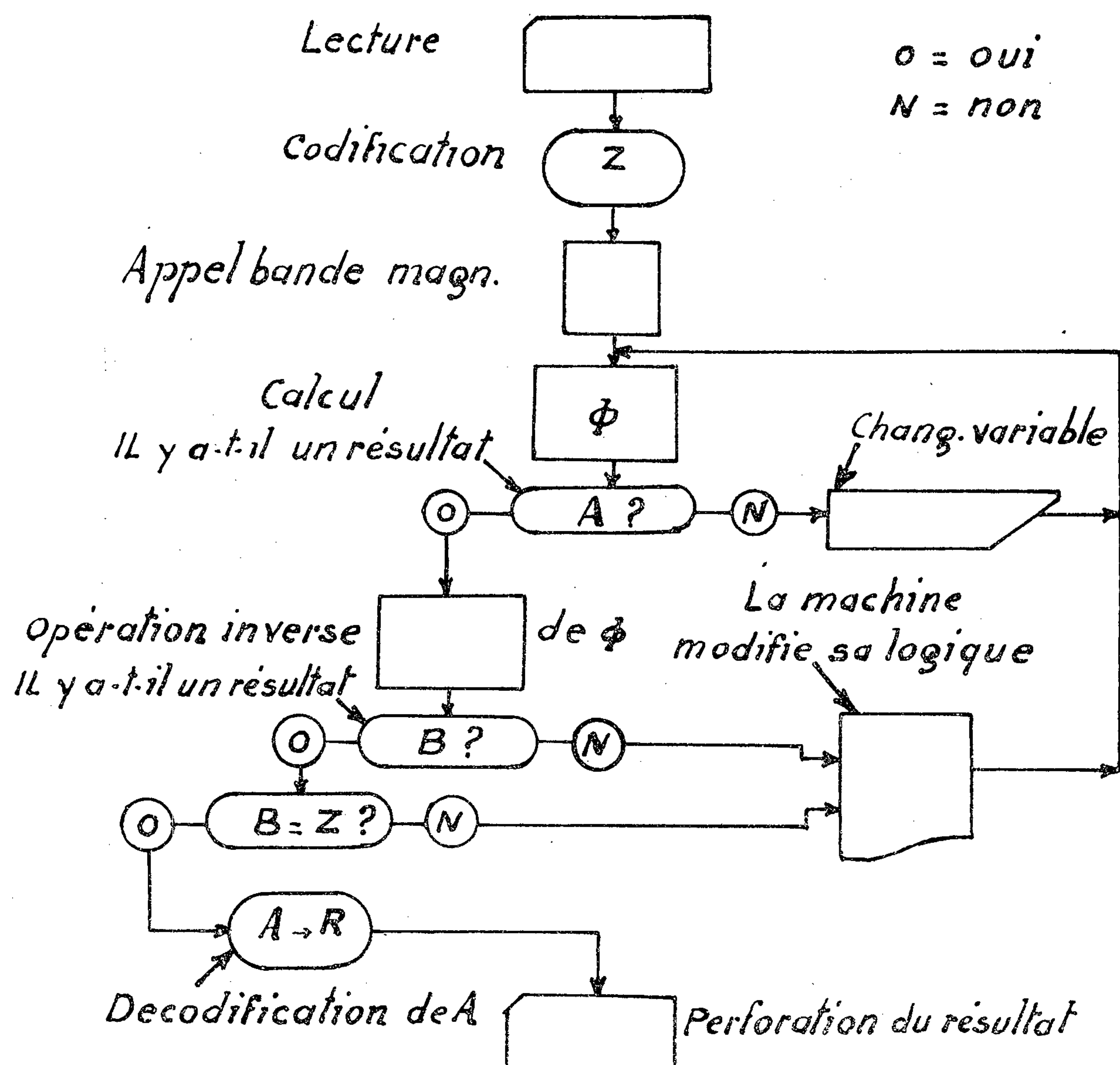
il teste 34 et trouve $34 = 1$, d'où il donne $(d^2/dx^2)\mathrm{L}(\sin x) = -1(/3.3)$ et en décodifiant, l'ordinateur restituera $-1(/\sin^2 x)$.

De plus, grâce à la très grande rapidité de calcul de l'ordinateur, nous pouvons contrôler le résultat en lui faisant intégrer après une dérivation et dériver après une intégration, ceci pour voir s'il existe plusieurs solutions valables. La machine testant les deux résultats recommencera son calcul en cas de non-égalité.

Imaginons donc que nous enregistrions, d'une part sur une bande magnétique les principales dérivations et intégrations courantes, d'autre part sur le tambour magnétique le programme ainsi que les changements de variables possibles, la machine modifiera donc elle-même une partie de sa logique jusqu'au moment où elle trouvera une solution qui lui donnera égalité dans les deux sens.

Nous pouvons même envisager de posséder plusieurs bandes magnétiques chacune réservée à un domaine différent.

L'organigramme pourra être conçu de la façon suivante :



Nous pouvons ainsi avoir une première idée de ce qu'un ordinateur est capable de faire si l'on arrive à lui faire comprendre, grâce à une codification convenable, ce que l'on veut de lui. De plus, des espoirs plus grands sont permis dans cette nouvelle branche du calcul mathématique, si l'on considère que les récents ordinateurs présenteront quatre tambours magnétiques, soit 8 960 mots de 10 chiffres, 8 192 mémoires à ferrites de 10 chiffres et n bandes magnétiques de 800 000 mots de 10 chiffres chacune.

On peut penser que les ordinateurs permettront d'obtenir directement les solutions algébriques d'un nombre important d'équations, car il arrive bien souvent que l'on croit une équation inintégrable alors qu'un changement de variable permet de la résoudre : *or les ordinateurs permettent d'en essayer systématiquement une infinité.*

Par ailleurs, il arrive souvent, en Physique par exemple, que l'on détermine une courbe remarquable comme étant le lieu des points donnés par une dérivée d'ordre n. Si la fonction primitive est un peu compliquée, il est souvent impossible de calculer la dérivée d'ordre n à moins de perdre un temps très long. Là encore, la machine pourra très rapidement fournir la solution.

(*) Séance du 17 décembre 1956.
(1) Cf. *Onde Électrique*, novembre 1956.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sillage rotationnel d'une aile plane d'envergure infinie, normale au vent.* Note de M. **Robert Legendre**, présentée par M. Maurice Roy.

Une méthode de recherche d'écoulements plans de fluides parfaits, comportant des remous à rotationnel constant, est illustrée dans un cas particulier.

1. Dans une étude du 9 mars 1955, résumée dans une Note précédente (1), la formation d'un remous au bord d'attaque d'une aile mince, placée sous une incidence modérée, était analysée.

G. K. Batchelor (2) a discuté la formation de deux remous dans le sillage d'une aile normale au vent et de multiples remous dans les sillages d'obstacles non profilés.

Dans la première des études ci-dessus, l'existence d'un point de rebroussement sur le contour du remous était écartée et la vitesse n'avait pas de discontinuité. G. K. Batchelor suppose au contraire l'existence d'une telle discontinuité et doit accepter la présence de rebroussements aux points de convergence aval des remous, si ces points ne sont pas rejetés à l'infini. Il écarte d'ailleurs, pour des raisons dont il reconnaît le caractère intuitif, l'hypothèse d'un tel rejet à l'infini, bien séduisante cependant.

2. Plutôt que de poursuivre une difficile discussion *a priori* sur les caractères de solutions inconnues, il semble préférable de construire effectivement des champs d'écoulements avec remous à rotationnel uniforme.

La technique, qui fut utilisée pour l'étude de la formation d'un remous au bord d'attaque, est valable pour l'étude des écoulements plans, chaque fois que la transformation conforme $Z(\xi)$, faisant correspondre l'obstacle à un cercle, ou à une droite du plan ξ, est définie analytiquement.

3. L'application à l'aile normale au vent est particulièrement facile car la variable ξ du plan transformé peut être éliminée. Le potentiel complexe F de l'écoulement à l'extérieur des remous est défini par

$$F = \iint_R G(Z, Z_0, \bar{Z}_0)\, dx_0\, dy_0 + \int_f \gamma G(Z, Z_0, \bar{Z}_0)\, ds,$$

où

$$Z = x + iy, \qquad Z_0 = x_0 + iy_0, \qquad \bar{Z}_0 = x_0 - iy_0,$$

$$G(Z, Z_0, \overline{Z_0}) = i \ln\left[\frac{\sqrt{1+Z^2} - \sqrt{1+Z_0^2}}{\sqrt{1+Z^2} - \sqrt{1+\bar{Z}_0^2}}\right] + i\frac{\sqrt{1+Z^2}}{\sqrt{1+Z_0^2}} - i\frac{\sqrt{1+Z^2}}{\sqrt{1+\bar{Z}_0^2}}.$$

Les déterminations des radicaux, positifs lorsque la variable est réelle, sont précisées par la coupure constituée par l'aile, s'étendant de $Z = -i$ à $Z = i$, R est la zone du remous au-dessus de $y = 0$ dont f est la frontière. γ est une fonction réelle de l'abscisse curviligne s sur cette frontière.

La fonction de courant ψ est définie à l'intérieur de R, où il n'existe pas de potentiel, par la partie imaginaire $i\psi$ de F.

4. S'il existe une solution à champ de vitesse continu, alors $\gamma = 0$ et la seule condition à satisfaire porte sur la frontière f de R′ qui doit être une portion de la ligne de courant $\psi = 0$.

S'il n'existe pas de solution du type ci-dessus, il faut en outre que la discontinuité $\pi\gamma$ de la vitesse soit telle que la discontinuité du carré de la vitesse soit une constante sur f.

5. Bien que le problème posé ci-dessus soit facile, sa solution exige des calculs laborieux qui ne pourront être menés à bien qu'à l'aide de machines à calculer.

L'intégrale double peut être transformée et, au moins lorsque $\gamma = 0$, elle définit le potentiel par

$$2F = \int_f \left[\ln\left(\sqrt{1+Z^2} - \sqrt{1+Z_0^2}\right) + \frac{\sqrt{1+Z^2}}{\sqrt{1+Z_0^2}}\right] \bar{Z}_0\, dZ_0 + \int_f \left[\ln\left(\sqrt{1+Z^2} - \sqrt{1-\bar{Z}_0^2}\right) + \frac{\sqrt{1+Z^2}}{\sqrt{1+\bar{Z}_0^2}}\right] Z_0\, dZ_0.$$

Cette formule permet de calculer ψ pour une frontière f, choisie en première approximation, puis de tracer la ligne $\psi = 0$ et de la comparer à f.

La ligne $\psi = 0$ pourrait être retenue comme seconde approximation de f mais il semble prudent de rapprocher seulement f de la ligne $\psi = 0$.

6. Les intégrales qui définissent F sont convergentes pour toutes les valeurs finies de Z, autres que $Z = \pm i$, lorsque leurs termes sont convenablement groupés, même pour un sillage s'étendant jusqu'à l'infini aval, sous réserve que la largeur de ce sillage ne croisse pas trop vite avec la distance à l'aile.

Si la première approximation de f est $y = 1$, la fonction de courant ψ est négative sur f. Ceci n'est pas une preuve de la convergence du procédé mais un encouragement à poursuivre les calculs pour définir un champ d'écoulement à sillage s'étendant jusqu'à l'infini, sans discontinuité de vitesse à la frontière de ce sillage.

(1) A. LEGENDRE, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1716.
(2) *Fluid Mechanics*, 1, Part 4, octobre 1956.

HYDRAULIQUE. — *Sur la théorie non linéaire de la stabilité d'une installation hydro électrique munie d'une cheminée d'équilibre.* Note (*) de M. **BERNARD MICHEL**, présentée par M. Henri Villat.

Dans une précédente Note (1), dont nous reprenons toutes les notations, nous avons indiqué les bases de l'étude non linéaire des oscillations dans une cheminée d'équilibre. Nous nous proposons de discuter ci-après en détail les variations (lentes) de l'amplitude en fonction du temps, qui se ramène à l'équation (8_1) de M.

$$\cos\beta\,\frac{d\beta}{d\tau} = -\frac{1}{h_0}\left[\operatorname{tg}\frac{\beta}{2}\left(T - \frac{1}{\cos\beta}\right) + K\sin^2\beta\right] \tag{1}$$

L'équation (1) est réductible aux quadratures : mais celles-ci ne sont pas élémentaires et nous nous bornerons à une discussion qualitative, propre à mettre en évidence le rôle des paramètres caractéristiques T et K.

Les cycles limites, au sens de Poincaré, sont donnés par

$$\operatorname{tg}\frac{\beta}{2}\left(T - \frac{1}{\cos\beta_0}\right) + K\sin^2\beta_0 = 0 \tag{2}$$

et sont stables si

$$\frac{d\beta}{d\tau} < 0 \qquad \text{pour} \quad \beta = \beta_0 + \varepsilon, \tag{3}$$

où ε est une quantité positive, arbitrairement petite, et instables si $d\beta/d\tau > 0$.

Rappelons la notion d'oscillation résiduelle. Elle correspondra à un cycle limite stable de très faible amplitude. La solution β_0 de (2) correspondante est donnée, avec une très bonne approximation, par

$$\beta_0 = \frac{1 - T}{2K}. \tag{4}$$

Pour $T < 1$, cette amplitude correspond bien à un cycle limite stable. Pour $T > 1$, l'amplitude limite est négative et la simplification adoptée n'a plus de sens. Arrêtons-nous au premier cas.

L'équation (4) serait très simple à discuter si les paramètres étaient indépendants l'un de l'autre. En revenant aux paramètres réels, on a

$$T = \frac{2PH_0 gF}{Lf}; \qquad K = \frac{8}{3}\frac{RH_0^2}{W_0}\left(\frac{g}{L}\right)^{\frac{3}{2}}\left(\frac{f}{F}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Dans un problème donné, les grandeurs P, H_0, h, f et W_0 sont données. Le paramètre R sera indépendant de F si l'on néglige les pertes de charge dans la cheminée même : cela est raisonnable si la section de cette dernière n'est pas trop petite. Ce paramètre dépendra alors uniquement de l'étranglement à la base de la cheminée.

La section critique de Thomas F_{th} est définie par

$$\frac{2PH_0 gF_{th}}{Lf} = 1.$$

Soit R_c l'étranglement caractéristique :

$$\frac{8}{3}\frac{R_c H_0^2}{W_0}\left(\frac{g}{L}\right)^{\frac{3}{2}}\left(\frac{f}{F_{th}}\right)^{\frac{1}{2}} = 1,$$

Il vient alors

$$T = \frac{F}{F_{th}}; \qquad S = \frac{R}{R_c}; \qquad K = ST^{-\frac{1}{2}}$$

et (4) s'écrit

$$\beta_0 = \frac{(1 - T)T^{\frac{1}{2}}}{2S}. \tag{5}$$

Nous avons tracé (*fig.* 1) les courbes d'amplitude constante de ces oscillations résiduelles.

Voici les conséquences qu'on lit sur ce graphique. Il existe toujours un cycle limite stable, d'amplitude arbitrairement faible que l'on obtient au moyen du réglage de la section d'étranglement à la base de la cheminée. Le maximum des courbes d'amplitude constante correspond au tiers de la section de Thomas; on caractérise aussi la section la plus dangereuse que l'on puisse donner à une cheminée d'équilibre avec étranglement.

Pour le cas des fortes amplitudes, les cycles limites sont donnés par

$$T + ST^{-\frac{1}{2}}\frac{\sin^2\beta_0}{\operatorname{tg}\frac{\beta_0}{2}} - \frac{1}{\cos\beta_0} = 0. \tag{6}$$

On peut, comme précédemment, représenter ces résultats graphiquement (*fig.* 2). Les interprétations ne sont plus aussi nettes. Mais on trouve alors

la signification du critère de Thomas, au second ordre près. Pour toutes les sections supérieures à celle de Thomas, nous sommes en présence de cycles limites instables. Pour toutes les sections inférieures, on trouve uniquement des cycles stables. Pour $T > 1$ il existe une enveloppe des cycles instables qui correspond au cas d'une cheminée simple, sans étranglement. Les cycles instables s'éloignent très rapidement de l'origine des amplitudes à mesure que la section augmente.

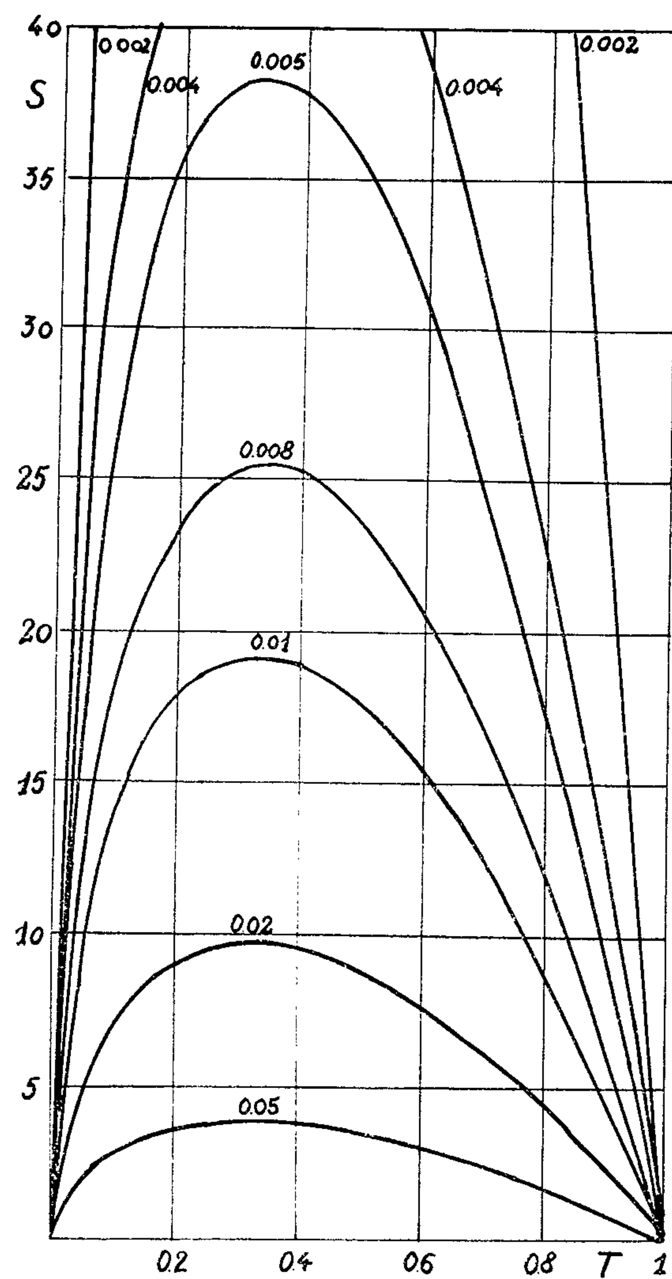


Fig. 1.

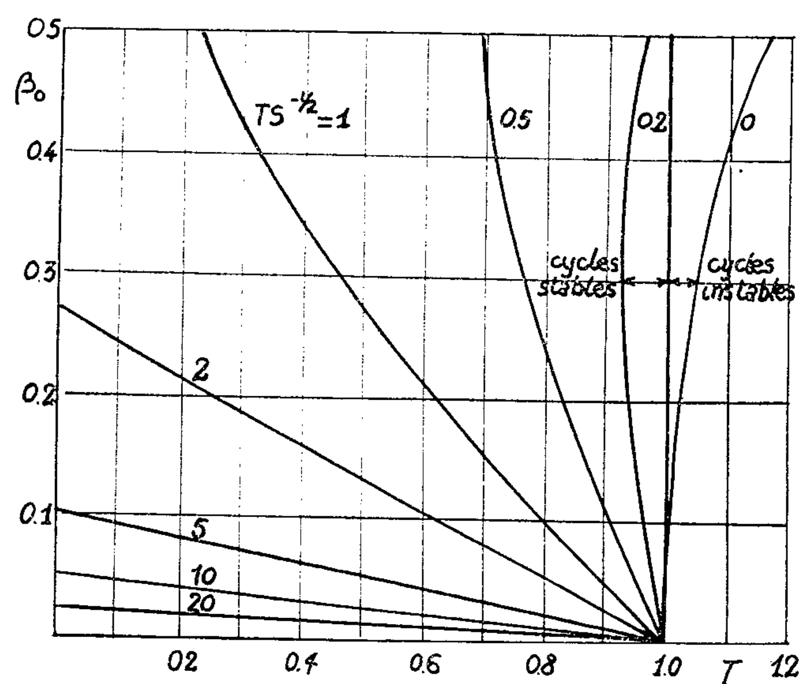


Fig. 2.

On trouve aussi, que pour cette cheminée, tout le plan des phases est instable lorsque $T < 1$.

Ainsi, les termes non linéaires, en première approximation, influent seulement dans le cas d'un système avec étranglement. Pour la cheminée simple, ces termes aggravent de très peu la condition de stabilité. Pour une cheminée avec étranglement, la figure 2 montre comment on obtient un mouvement amorti jusqu'à une très faible amplitude quelle que soit la section.

Les installations avec étranglement offrent donc un grand intérêt pour la stabilité. On devra, toutefois, ne pas perdre de vue que si l'on a recours à ce moyen pour réduire la section, on doit renoncer à un réglage rapide de la puissance. Près d'un cycle limite, l'amortissement est très faible et à partir d'un

mouvement amorcé, un laps de temps considérable sera nécessaire pour atteindre effectivement celui-ci.

(*) Séance du 17 décembre 1956.
(1) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 2017.
Les références de cette Note seront cotées M par la suite.

ASTRONOMIE. — *L'horloge atomique et l'irrégularité de la rotation de la Terre.* Note (*) de M. **Nicolas Stoyko**, présentée par M. André Danjon.

L'épreuve définitive de la qualité d'une horloge consiste à déterminer à l'aide de cette horloge l'irrégularité saisonnière de la rotation de la Terre. Cette épreuve peut être appliquée actuellement à l'horloge atomique.

A partir du mois de juin 1955 le résonateur atomique à césium de M. L. Essen (1) est utilisé pour la détermination de la fréquence des signaux continus de Rugby (MSF). Ces résultats sont publiés mensuellement dans le *Wireless Engineer* (2). On peut donc les comparer avec les résultats des services horaires.

Nous avons pu les comparer, pour la période de juin à décembre 1955, avec l'heure définitive du Bureau International de l'Heure et pour la période allant de janvier à octobre 1956 avec les résultats des services horaires, dont le nombre a varié de 21 à 3. Nous donnons dans le tableau I, dans la colonne ΔF_c, l'écart de la fréquence du résonateur à césium par rapport au temps terrestre déterminé par les observations astronomiques pour le milieu de chaque mois.

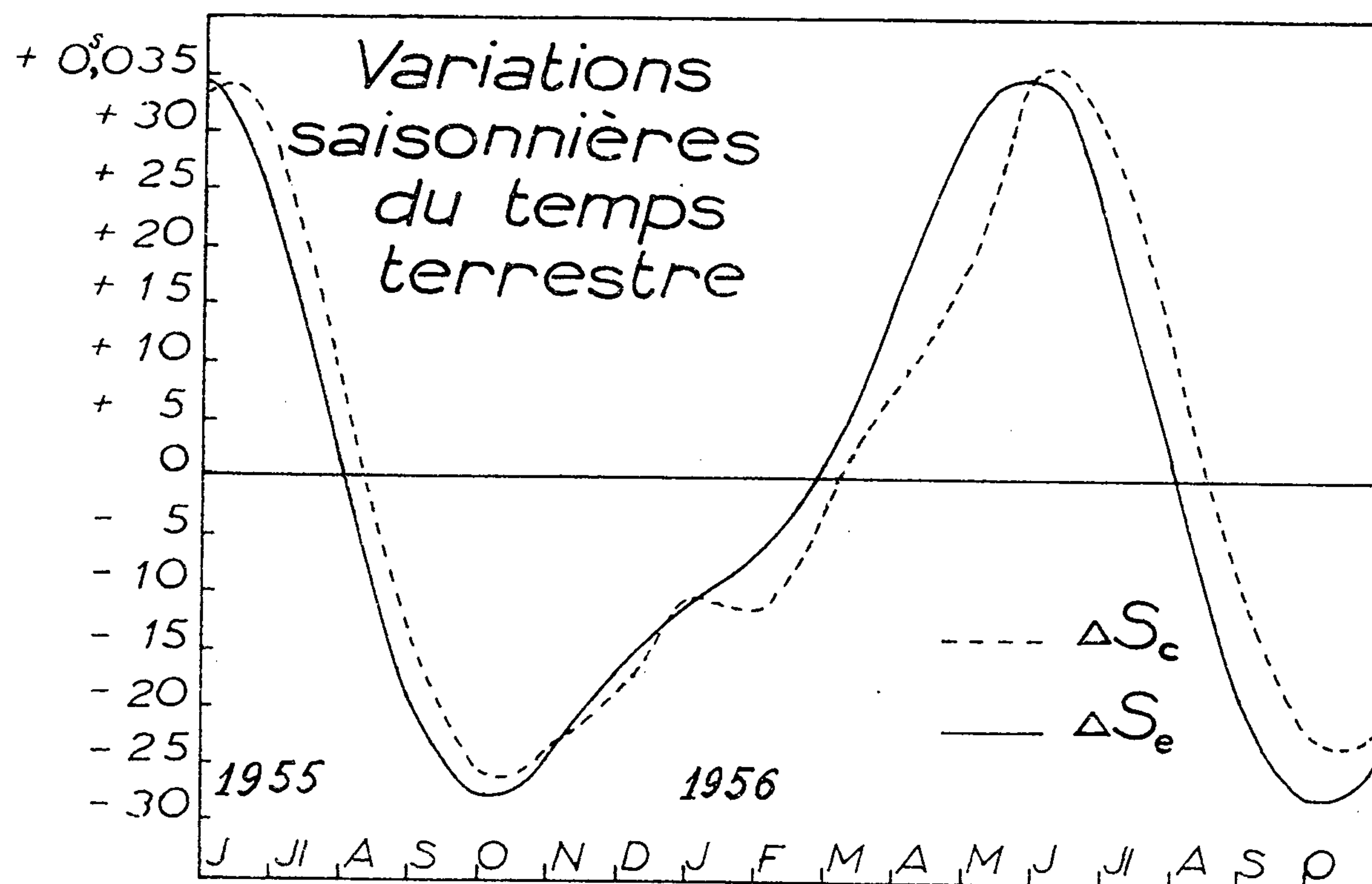
Tableau I.

1955.	ΔF_c.	$(\Delta F_c)_0$.	1955.	ΔF_c.	$(\Delta F_c)_0$.	1956.	ΔF_c.	$(\Delta F_c)_0$.
Juin...	—1,0	$+1,6.10^{-9}$	Déc....	—5,7	$-3,1.10^{-9}$	Mai....	—8,8	$-6,2.10^{-9}$
Juil....	+5,6	+8,2	1956.			Juin...	—0,7	+1,9
Août...	+5,6	+8,2	Janv...	—2,3	+0,3	Juil....	+4,6	+7,2
Sept...	+2,1	+4,7	Févr...	—5,9	—3,3	Août..	+5,0	+7,6
Oct....	—3,2	—0,6	Mars..	—6,5	—3,9	Sept...	+2,6	+5,2
Nov...	—4,4	—1,8	Avril..	—6,6	—4,0	Oct....	—2,6	0,0

Le signe + indique que la fréquence adoptée par M. L. Essen (9192631830 c/s) pour le résonateur à césium est plus grande et le signe — qu'elle est plus petite par rapport à la 1/86400e partie de la durée du jour.

En prenant la moyenne annuelle des valeurs ΔF_c, pour éliminer l'irrégularité saisonnière de la rotation de la Terre, on trouve qu'elle est égale à $-2,6.10^{-9}$. Ainsi, la fréquence adoptée pour le résonateur à césium ne correspond pas à la seconde moyenne de 1956,0. Pour la ramener à cette seconde il faut l'augmenter de 24 c/s ± 3. Nous donnons dans la colonne $(\Delta F_c)_0$ (tableau I) les écarts du résonateur à césium par rapport à la fréquence ainsi corrigée.

On peut admettre que la fréquence du résonateur à césium est constante. Dans ce cas le signe + devant $(\Delta F_c)_0$ indique que la vitesse de rotation de la Terre est plus grande que la moyenne et le signe — qu'elle est plus petite. On voit que la vitesse de rotation de la Terre a une périodicité saisonnière très nette.



Les écarts de la vitesse de rotation de la Terre (tableau I) transformés en corrections par rapport à la rotation moyenne sont représentés graphiquement (ΔS_c). Sur le même graphique sont représentées les valeurs extrapolées (ΔS_e) des corrections qu'on utilise dans les services horaires ([3]) pour tenir compte de l'irrégularité saisonnière de la rotation de la Terre. Le signe + indique que la Terre est en retard dans sa rotation autour de son axe et le signe — qu'elle est en avance.

La représentation analytique de la variation du temps terrestre nous donne :

$$\Delta S_c = +\, 0^s,025\,3 \sin(j - 52,0) + 0^s,009\,3 \sin 2(j + 59,2),$$
$$\Delta S_e = +\, 0,^s 027\,8 \sin(j - 38,2) + 0^s,009\,2 \sin 2(j + 70,7),$$

où j est exprimé en jours moyens à partir du 1er janvier.

L'écart moyen entre les valeurs calculées d'après le résonateur à césium (ΔS_c) et les valeurs extrapolées (ΔS_e) est égal à $0^s,004$. Ainsi le résonateur à césium de M. L. Essen permet de déterminer, en utilisant les observations astronomiques, l'irrégularité saisonnière de la rotation de la Terre avec une très grande précision.

On ne remarque pas. pendant la période étudiée (18 mois) de brusques variations dans la rotation de la Terre en plus des variations saisonnières.

(*) Séance du 17 décembre 1956.
(1) L. ESSEN et J. PARRY, *Nature*, 177, 1956, p. 744.
(2) L. ESSEN, *Wireless Engineer*, 1956, juillet et les mois suivants.
(3) N. STOYKO, *Bulletin Horaire*, 4e série, 1955, no 7, p. 77.

RADIOASTRONOMIE. — *Relation entre l'ionisation de la couche* E *de l'ionosphère et le rayonnement solaire radioélectrique*. Note (*) de MM. **JEAN-FRANÇOIS DENISSE** et **MUKUL RANJAN KUNDU**, présentée par M. André Danjon.

On montre qu'il existe une étroite relation entre les médianes mensuelles de la fréquence critique de la couche E de l'ionosphère et les moyennes mensuelles du rayonnement radioélectrique émis par le Soleil sur la longueur d'onde 10,7 cm.

On sait qu'il existe une relation générale entre l'ionisation de la couche E de l'ionosphère et l'activité solaire mesurée par exemple par l'aire ou le nombre des taches présentes à la surface du disque ; toutefois entre maximum et minimum du cycle solaire, la fréquence critique de la couche E varie seulement dans un rapport de l'ordre de 1,3, alors que les taches disparaissent complètement en périodes de minimum.

Il y a actuellement des raisons de plus en plus précises de penser que l'ionisation de la haute atmosphère à l'altitude de la couche E est produite par des rayons X de longueurs d'onde voisines de quelques dizaines d'angströms (1), (2). Ces radiations ne peuvent se produire, si elles sont d'origine thermique, qu'en des régions de la couronne de température très élevée, supérieure à un million de degrés (3), (4).

D'autre part l'étude du rayonnement radioélectrique solaire suggère qu'une partie de ce rayonnement prend également sa source dans des régions très « chaudes » situées dans la couronne (5), (6), aussi avons-nous cherché à comparer l'intensité de ce rayonnement à l'ionisation de la couche E.

Nous avons choisi, pour représenter l'activité radioélectrique solaire, les émissions observées par Covington sur la longueur d'onde 10,7 cm; en effet ces observations journalières sont soigneusement calibrées et couvrent une période supérieure à un demi-cycle d'activité solaire. Sur la figure 1 sont portées les moyennes mensuelles F de l'intensité du rayonnement exprimée en 10^{-22} W/m²/c/s, pour les années 1947-1953.

Les données ionosphériques sont les médianes mensuelles $\overline{f_0 E}$ de la fréquence critique de la couche E mesurée à midi à la station de Fribourg. Nous avons éliminé les variations saisonnières en calculant la constante d'ionisation de la couche E, définie par (7) : $\overline{f_0 E}(\cos Z)^{-1/4}$, où Z est la distance zénithale moyenne du Soleil pour le mois considéré. Nous avons porté également sur la figure 1 les valeurs de l'expression

$$I = (f_0 E)^4 (\cos Z)^{-1}$$

qui peut être considérée comme proportionnelle ([7]) au flux du rayonnement solaire responsable de l'ionisation de la couche E(f_0E est exprimée en mégacycles par seconde).

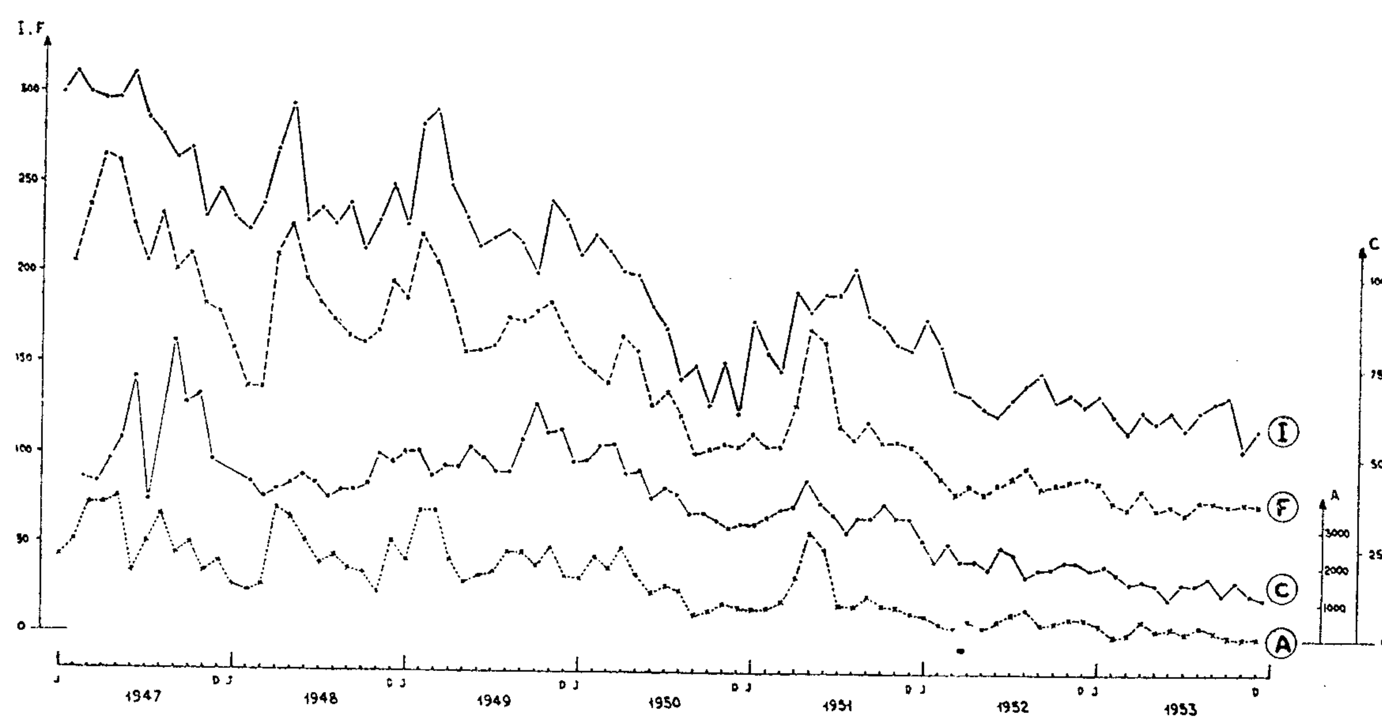


Fig. 1.

Ces courbes montrent que le flux radioélectrique F et le flux ionisant I varient parallèlement au cours du cycle.

Sur la même figure sont encore portés deux autres indices de l'activité solaire : les moyennes, par rotation solaire, de l'intensité C de la raie coronale verte ([8]) ainsi que l'aire totale A des taches observées chaque mois sur le Soleil.

On peut estimer plus précisément les relations qui existent entre les variations au cours du cycle de ces différentes grandeurs en examinant la figure 2 où sont indiqués les diagrammes de corrélation entre l'indice ionosphérique I, d'une part (qui est porté en ordonnées) et les trois indices solaires F, C et A correspondants (qui sont portés en abscisses).

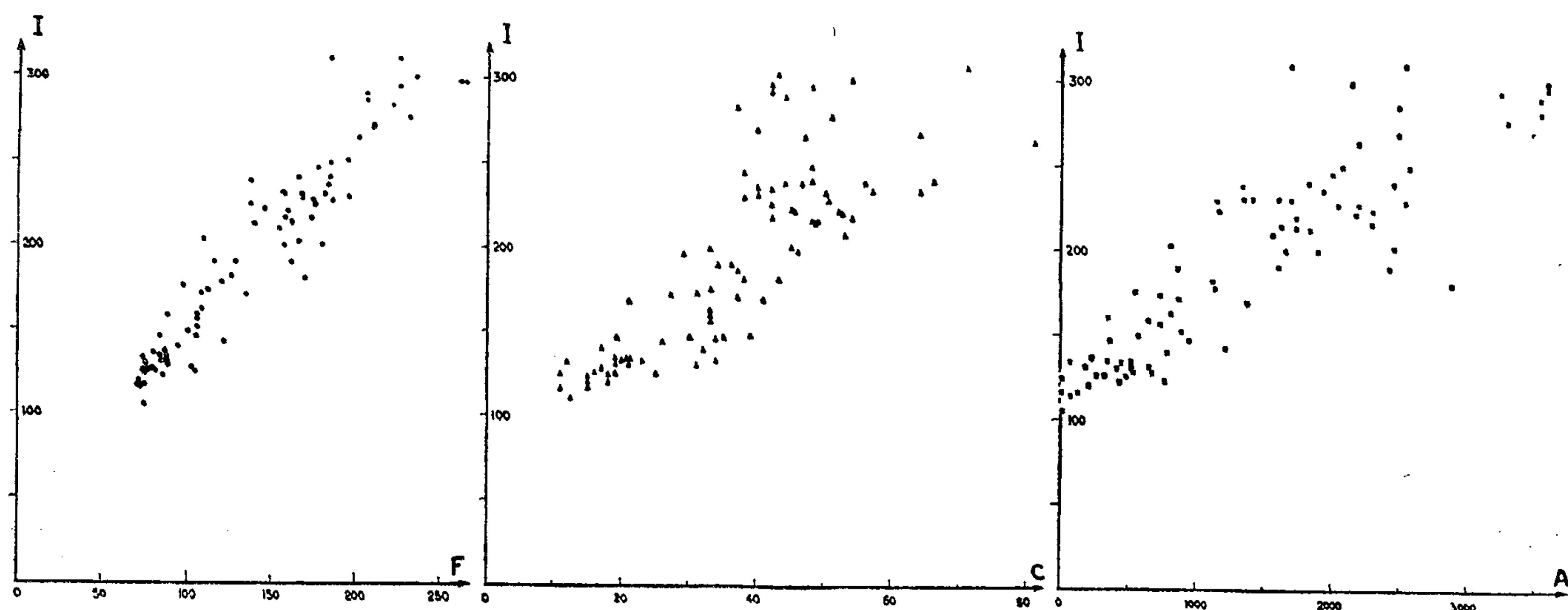


Fig. 2.

Ces diagrammes montrent clairement que l'ionisation de la couche E est beaucoup plus étroitement liée à l'intensité du rayonnement solaire radioélectrique qu'aux autres indices solaires considérés ici qui correspondent à une dispersion sensiblement supérieure du champ de points. De plus il est assez remarquable que les variations des flux radioélectrique F et ionisant I soient sensiblement proportionnelles.

Ces résultats suggèrent que les deux rayonnements solaires X et hertziens, dont on sait que les variations au cours d'un cycle sont très supérieures à celles de la portion visible du spectre, sont produites, sinon par un même mécanisme, du moins dans des conditions étroitement dépendantes.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

(1) H. FRIEDMAN, *VIIIe Rapport de la Commission pour l'Étude des Relations entre les Phénomènes Solaires et Terrestres*, 1954, p. 59.

(2) R. MICHARD, même référence, p. 81.

(3) G. ELWERT, *Z. Naturforschung*, 7a, 1952, p. 432 et 9a, 1954, p. 637.

(4) C. DE JAGER, *Ann. Géophys.*, **11**, 1955, p. 330.

(5) J. E. DENISSE, *Ann. Astrophs.*, **13**, 1950, p. 181.

(6) M. WALDMEIER et H. MÜLLER, *Z. Astr.*, **27**, 1950, p. 58.

(7) S. K. MITRA, *The Upper Atmosphere*, 2e éd., 1952.

(8) B. VAUQUOIS, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 495.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Système complet d'équations intégrales du type de Low.*

Note (*) de M. **ROLAND OMNÈS**, présentée par M. Francis Perrin.

En poursuivant l'étude des termes à plusieurs mésons dans la théorie du nucléon statique de Wick, Chew et Low, rapportée dans une Note précédente (1), on établit un système complet d'équations intégrales quadratiques entre les éléments de la matrice de collision T. Ces équations définissent en principe complètement la matrice S.

Nos notations sont celles de l'article de G. C. Wick (2) : p représente l'ensemble des caractéristiques, impulsion, moment angulaire et charge, d'un méson dont l'énergie est $\omega_p = (p^2 + \mu^2)^{1/2}$, $|n+\rangle$ un état physique à ondes sortantes, $T_\alpha(\beta)$ l'élément de la matrice de collision T entre l'état initial α et l'état final β. L'opérateur vertex, avec la normalisation de Wick, peut s'écrire (i et λ étant les indices de polarisation et de charge du méson)

$$(1) \qquad V_p = V_{pi\lambda} = (3\pi)^{-\frac{1}{2}} \frac{f}{\mu} p^{\frac{3}{2}} v(p)\, \sigma_i \tau_\lambda.$$

On démontre tout d'abord les équations suivantes :

1° Une formule de commutation donnée par Wick :

$$(2) \qquad a_q(x + H)^{-1} = (x + \omega_q + H)^{-1} a_q - (x + \omega_q + H)^{-1} V_q (x + H)^{-1};$$

2° deux formules explicitant respectivement l'action d'un opérateur, création ou annihilation sur un état physique

$$a_q^* \mid n+\rangle = \mid qn+\rangle + (\mathrm{H} - \omega_q - \mathrm{E}_n - i\varepsilon)^{-1} \mathrm{V}_q \mid n+\rangle, \tag{3}$$

$$a_q \mid n+\rangle = \sum_{\lambda=1}^{n} \delta_{qp_\lambda} \mid n_\lambda +\rangle - (\mathrm{H} + \omega_q - \mathrm{E}_n - i\varepsilon)^{-1} \mathrm{V}_q^+ \mid n+\rangle, \tag{4}$$

$|n+\rangle$ représente un état à n mésons, ε une quantité infinitésimale positive, p_λ un quelconque des mésons de l'état n, $|n_\lambda+\rangle$ un état physique composé des $(n-1)$ mésons autres que p_λ. Ces deux formules peuvent s'établir par récurrence.

On peut, à l'aide de ces formules, expliciter les éléments de matrice de T entre un état initial et un état final à nombre quelconque de mésons et les mettre sous la forme (5). En fait la méthode la plus rapide et la plus simple consiste à développer une interprétation graphique du type de Feynmann de (2), (3) et (4) dont on tire immédiatement l'équation (5).

Le résultat est le suivant : soit $\mathrm{T}_{p_1 p_2 \ldots p_r}(q_1 q_2, \ldots, q_s)$ l'élément de matrice de T entre un état initial comprenant r mésons $p_1, p_2, \ldots, p_r$, et un état final à s mésons $q_1, q_2, \ldots, q_s$, l'énergie totale de chacun de ces systèmes étant égale à E. En désignant par n un ensemble complet d'états, on a

$$\mathrm{T}_{p_1 p_2 \ldots p_r}(q_1 q_2 \ldots q_s) = \mathrm{C}(p_1 \ldots p_r; q_1 \ldots q_s) - \sum_{(n)} \frac{\mathrm{T}^*_{q_1 q_2 \ldots q_s}(n)\, \mathrm{T}_{p_1 p_2 \ldots p_r}(n)}{\mathrm{E}_n - \mathrm{E} - i\varepsilon}, \tag{5}$$

C s'exprime comme valeur moyenne dans le vide d'un produit d'opérateurs vertex et de propagateurs dont la loi de formation se voit aisément sur les premiers exemples

$$\mathrm{C}(p; q) = \langle \mathrm{V}_p(\mathrm{H}+\mathrm{E})^{-1}\mathrm{V}_q^+ \rangle,$$
$$\mathrm{C}(p_1 p_2, q; = \langle \mathrm{V}_q(\mathrm{H}+\mathrm{E})^{-1}\mathrm{V}_2^+(\mathrm{H}+\omega_1)^{-1}\mathrm{V}_2^+ \rangle + \text{termes symétriques } (1 \rightleftharpoons 2).$$

Le cas $r=1$, $s=1$, correspond à l'équation de Low, le cas $r=2$, $s=1$, et $r=1$, $s=2$, a été donné dans une Note précédente [1]. Le second terme de (5) assure à la fois l'unitarité de la matrice S et la condition de causalité, d'autre part, on peut vérifier sur (5) des relations de croisement généralisées,

Le terme C peut lui-même acquérir une forme plus explicite si l'on utilise la dépendance connue des opérateurs V en fonction de l'énergie; on pose pour ceci

$$\omega'_{p_i}(\mathrm{E}_n) = \mathrm{E}_n + \omega_{p_1} + \ldots + \omega_{p_{i-1}} + \omega_{p_{i+1}} + \ldots + \omega_{p_r}. \tag{6}$$

ainsi que l'équation analogue pour les $\omega_{q_j}(\mathrm{E}_n)$. En désignant par p'_i un méson ayant même polarisation et même charge que p_i mais l'énergie ω'_i au lieu de ω_i,

on a, toujours grâce à (2), (3) et (4)

$$(7)\qquad C(p_1 p_2 \ldots p_r, q_1 q_2 \ldots q_s) = -\sum_{(n)} \frac{T^{\star}_{p'_1 \ldots p'_r}(n)\, T_{q'_1 \ldots q'_s}(n)}{E_n + E}\, \Omega(p_1 p'_1) \ldots \Omega(q_s q'_s)$$
$$-\sum_{(ij)} \delta_{p_i q_j} \sum_{(n)} \frac{T^{\star}_{p''_1 \ldots p''_{i-1} p''_{i+1} \ldots p''_r}(n)\, T_{q''_1 \ldots q''_{j-1} q''_{j+1} \ldots q''_s}(n)}{E_n + E - \omega_{p_i}} - \ldots$$

dans ces équations $\Omega(pp') = (p/p')^{3/2}.[v(p)/v(p')]$, dans le second terme ω''_k est défini par l'équation (6) où ne figure plus ω_i au second membre, etc.

Nous avons ainsi un système complet d'équations intégrales quadratiques complétant l'équation de Low et définissant en principe complètement la matrice S. Nous avons indiqué précédemment (1) comment la résolution des premières de ces équations peut être abordée quand on tient compte du fait (vérifiable numériquement) que $\Omega(pp')$ est très petit pour $E_n \neq 0$.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

(1) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1019.

(2) *Rev. Mod. Phys.*, **25**, 1955, p. 339.

MAGNÉTISME. — *Étude d'alliages palladium-nickel et palladium-cobalt hydrogénés*. Note (*) de MM. **Joseph Cohen** et **Jules Wucher**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Les alliages PdNi et PdCo sont ferromagnétiques à partir de concentrations en Ni ou Co de quelques centièmes. En saturant ces alliages d'hydrogène on fait disparaître le moment magnétique du palladium. L'expérience montre que ce traitement ne modifie pas le point de Curie ferromagnétique de l'alliage.

Dans les alliages nickel-métaux diamagnétiques les points de Curie ferromagnétiques et les moments à saturation décroissent linéairement en fonction de la concentration électronique *s* introduite (1). La théorie des bandes interprète ces résultats en reliant le point de Curie au nombre de porteurs élémentaires (2). Dans la théorie de Heisenberg le point de Curie ferromagnétique dépend strictement de la structure du réseau et du nombre de voisins magnétiques (3).

L'étude des palladium-nickel et des palladium-nickel-cuivre montre que ces alliages se comportent du point de vue magnétique comme un corps pur homogène (4) et il existe de fortes présomptions en faveur d'une interaction uniforme pour tous les porteurs de moment. La loi de variation hyperbolique et non parabolique des points de Curie des palladium-nickel en fonction de la concentration en nickel s'interprète difficilement si on suppose des interactions *constantes* directe ou de superéchange. L'interaction uniforme dans les métaux est en faveur de l'hypothèse d'un couplage

par les électrons *s* semi-liés. Cette hypothèse n'est pas en contradiction avec les mesures d'effet Hall sur les alliages palladium-métaux diamagnétiques (5).

Par ailleurs, le palladium pur a la propriété d'absorber l'hydrogène naissant. On constate que la susceptibilité décroît linéairement et tend vers zéro pour 0,65 atome d'hydrogène introduit pour un atome de palladium (6). Si la décroissance est réellement linéaire, à une température donnée quelconque, on peut prévoir que cette propriété est indépendante de la température. C'est ce que l'expérience confirme ainsi qu'il résulte de la figure 1, dans laquelle nous avons porté $\chi_M T$ en fonction de T. Pour le palladium pur χ_M est la susceptibilité moléculaire après correction de diamagnétisme de 20.10^{-6}. Pour l'alliage $PdH_{0,225}$ (7) la susceptibilité moléculaire corrigée de 20.10^{-6} a été multipliée par $(0,65 - 0,225) = 1,529$.

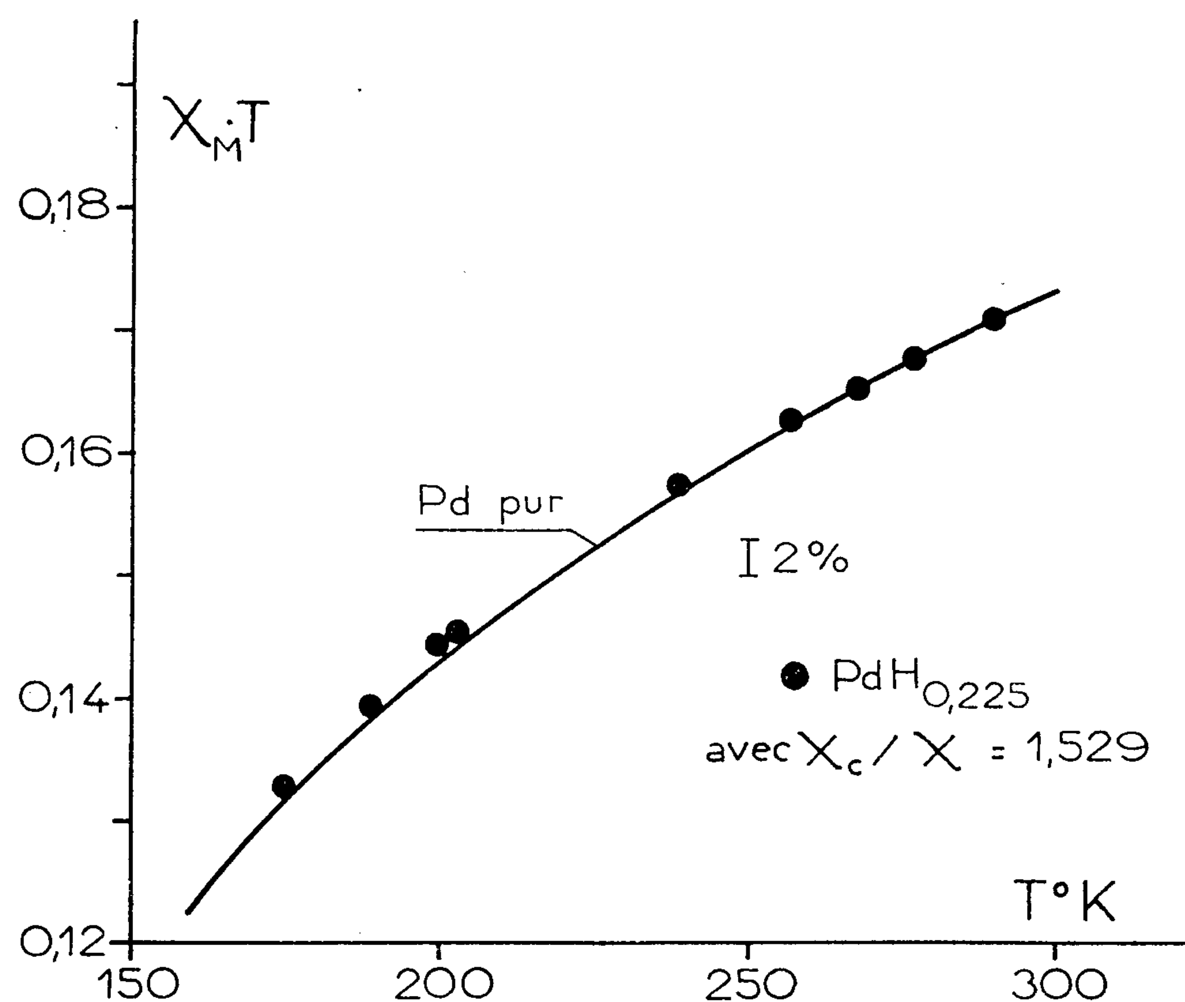


Fig. 1.

Mais alors il faut bien admettre que le nombre de porteurs peut varier sans modifier la valeur de l'interaction. Ceci se conçoit plus facilement si on suppose que le couplage entre les porteurs élémentaires s'effectue par l'intermédiaire d'électrons *s* semi-liés. Pour répondre aux objections possibles sur la signification physique d'un Θ négatif on est conduit à hydrogéner un alliage palladium-nickel ferromagnétique. On constate que ces alliages ont la propriété d'absorber l'hydrogène naissant. Le *point de Curie ferromagnétique reste constant* quelle que soit la teneur en hydrogène. La quantité maximum d'hydrogène absorbée est égale à 0,6 fois le nombre d'atomes de palladium contenus dans l'alliage. La susceptibilité à la tempé-

rature ordinaire d'un palladium-nickel à 10 % de nickel décroît linéairement en fonction de l'hydrogène introduit (*fig.* 2). L'alliage saturé d'hydrogène reste paramagnétique avec une susceptibilité égale à quelques pourcent de sa valeur initiale. Un palladium-cobalt à 2,5 % de cobalt ferro-

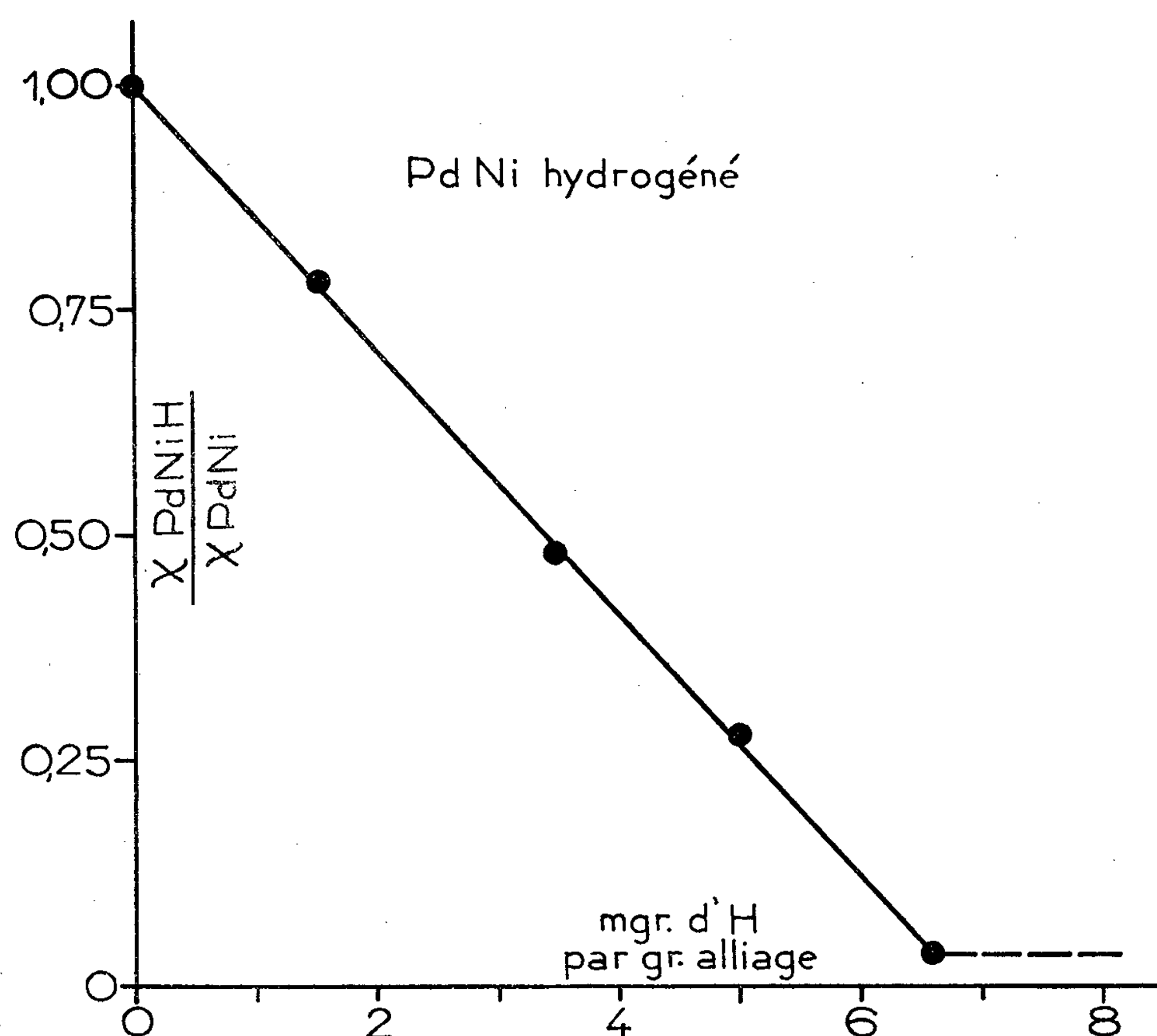


Fig. 2.

magnétique à la température de l'air liquide, saturé d'hydrogène, conserve le même point de Curie bien que la susceptibilité et le moment à saturation soient très faibles. Et pourtant, dans ce cas, les cobalts ne sont certainement pas voisins ni même seconds voisins.

L'hydrogénation montre en outre que dans les alliages palladium-nickel le palladium lui-même devient ferromagnétique au même titre que le nickel.

Cette incompatibilité entre la théorie d'Heisenberg et ces faits expérimentaux soulève des problèmes complexes. Nous nous proposons d'étudier la variation de l'aimantation à saturation des palladium-cobalt hydrogénés en fonction de la température, la résonance ferromagnétique et la mise en évidence des domaines.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

(1) C. Sadron, *Ann. Physique*, 17, 1932, p. 371.

(2) J. Friedel, *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 829.

(3) P. Weiss, *Phys. Rev.*, 74, 1948, p. 1493.

(4) J. Cohen, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1845 et 1613.

([5]) J. COHEN, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1105.
([6]) B. SVENSSON, *Ann. Physik*, 18, 1933, p. 299.
([7]) J. WUCHER, *Ann. Physique*, 7, 1952, p. 317.

ÉLECTRONIQUE. — *Montage de sécurité pour installations à vide permanent sur pompes* ([1]). Note (*) de M. **JACQUES CONARD**, présentée par M. Jean Cabannes.

Ce montage permet de laisser fonctionner sans surveillance une installation à vide pour des enceintes présentant des fuites permanentes limitées ou des dégazages. En cas de fuite soudaine et importante les organes à protéger sont débranchés en 1/50e de seconde.

L'installation de pompage comprend une pompe primaire à palettes à deux étages, sans remontée d'huile, qui vide à intervalles réguliers une réserve de vide primaire de 20 l. Son pompage (3 mn toutes les 30 mn) est commandé par un moteur synchrone accouplé à un interrupteur à mercure suivi d'un disjoncteur-contacteur triphasé. La période optima de ce cycle de pompage primaire dépend des fuites résiduelles permanentes et de la vitesse de remontée d'huile dans la pompe dont dépend le couple au démarrage. Le vide secondaire est assuré par une pompe à diffusion d'huile refroidie à l'eau. Il est contrôlé et mesuré par une jauge à aimant de Penning. Le montage électronique décrit contrôle constamment le bon fonctionnement de la jauge, la qualité du vide, le passage de l'eau et les pannes de secteur.

Toute l'installation électrique (chauffage de pompe, alimentation de la jauge et du relais, alimentation à protéger) est alimentée à travers le contact à mercure d'un relais. Le courant (redressé 1 alternance 15 mA) qui colle ce relais R passe dans un thyratron tétrode 2 D 21 dont la plaque A′ est alimentée en courant alternatif. Les grilles reprennent le contrôle du courant plaque à chaque alternance. Le potentiel de la première grille G, est rendu d'autant plus négatif que le courant de jauge est plus intense; un vide trop mauvais bloque le thyratron. Ce vide limite est réglable au moyen d'un potentiomètre P de charge de grille, entre 10^{-5} et 10^{-2} mm de mercure. La deuxième grille G_2 est utilisée pour contrôler la haute tension de la jauge. On lui applique la somme de deux tensions : une fraction de la haute tension de jauge (+ 6 V) et une tension alternative qui est négative (— 6 V) quand la plaque du thyratron est positive. Si la haute tension de jauge vient à manquer, cette grille devient négative au moment où le thyratron devrait s'ioniser.

Les avantages sur le montage à pentode tiennent dans la réponse par tout ou rien en 1/50e de seconde, la protection contre les pannes de jauge et la suppression de l'alimentation du tube relais. Quand le secteur fait défaut, cette

alimentation coupe le relais et ne se réarme pas seule. La sécurité concernant l'eau est un simple relais à flotteur placé en série sur le courant d'alimentation. On peut prévoir qu'en cas de fuite déclenchant le relais, un deuxième interrupteur à mercure monté sur le berceau du relais met la pompe primaire en route et maintient un vide partiel jusqu'au retour de l'opérateur.

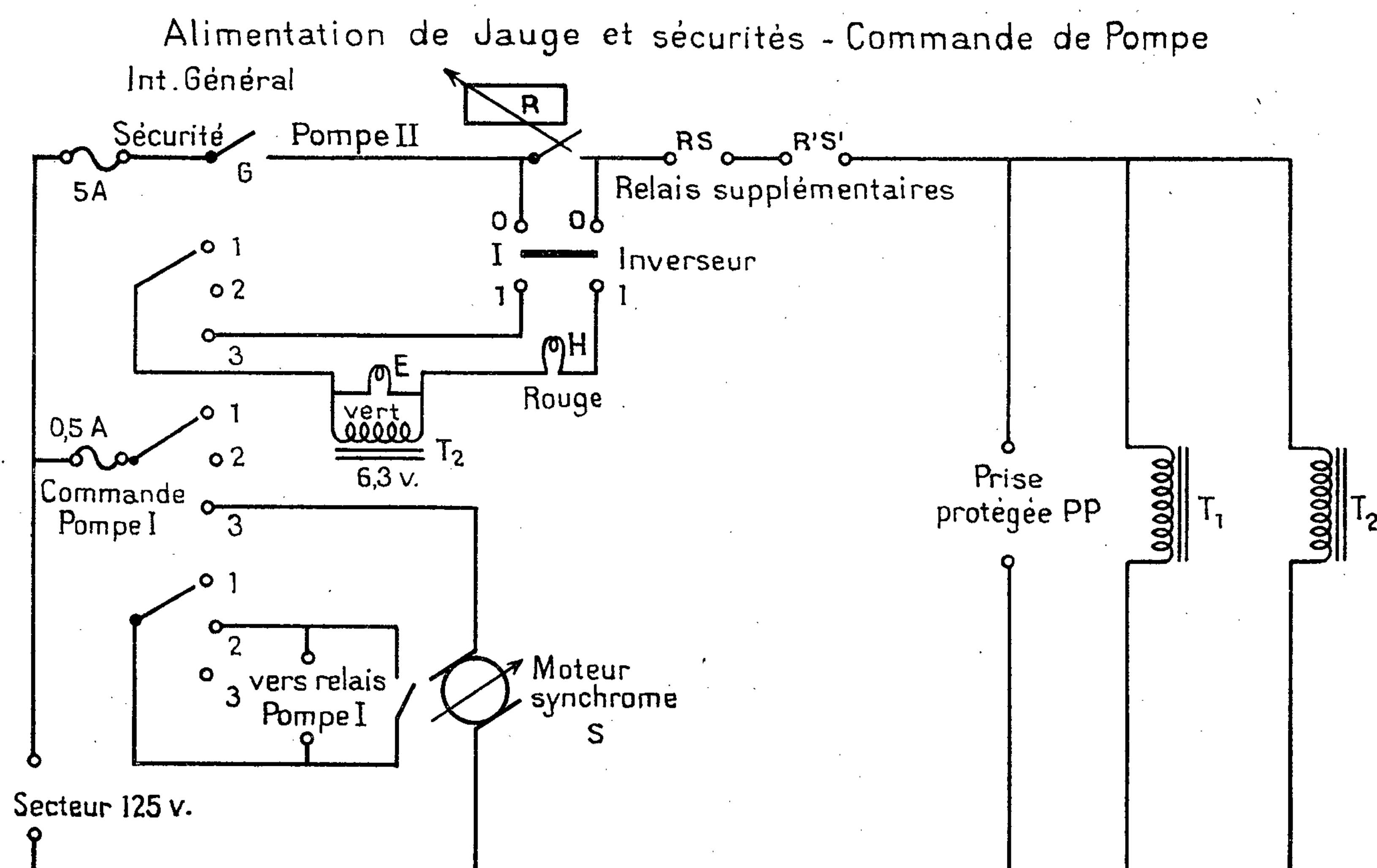


Fig. 1.

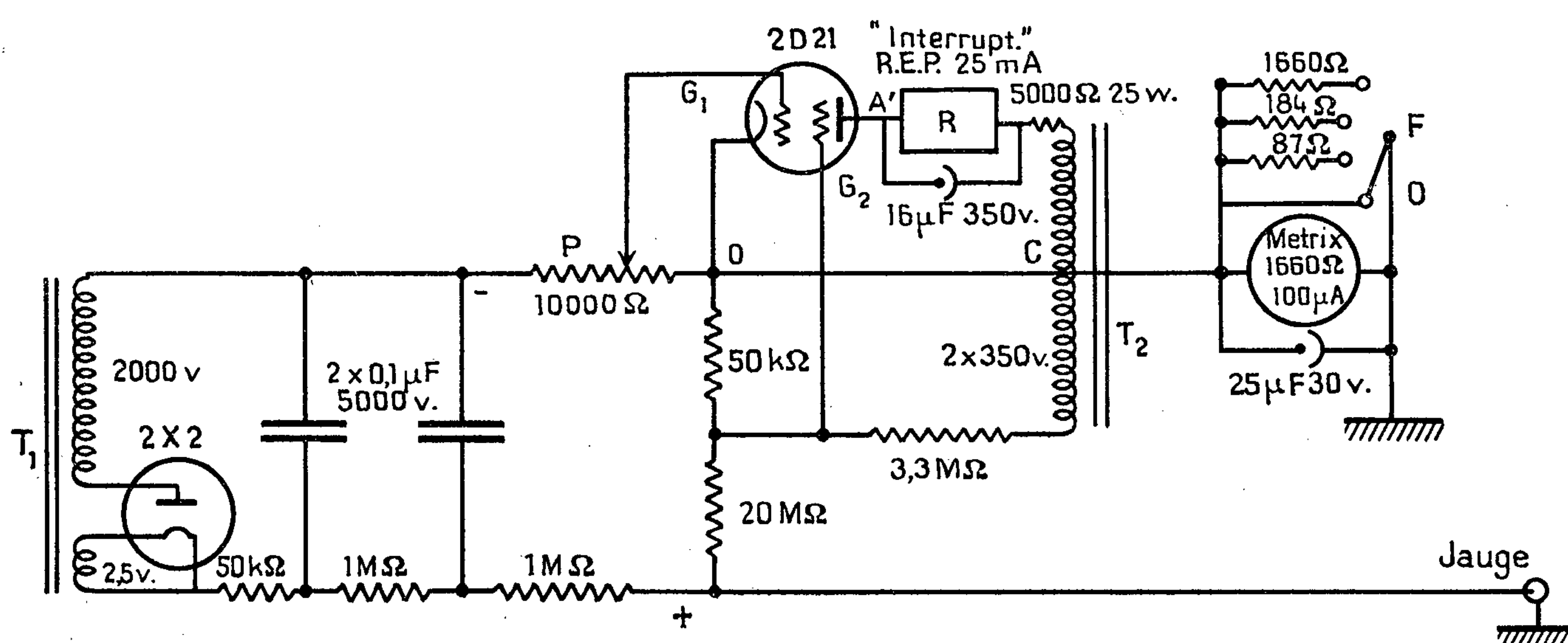


Fig. 2.

2. *Utilisation des relais et des sécurités* (*fig.* 1 et 2). — Brancher en R. S. (relais série) le relais d'eau. Placer en R'S' des cavaliers quand d'autres relais série ne sont pas utilisés. Donner à l'eau de refroidissement un régime d'écoulement qui établisse le contact. La pompe primaire est commandée par le commutateur J en position 2.

Brancher la pompe à diffusion d'huile en P. P. (prise protégée) (125 V). Placer l'inverseur I en O, le commutateur F en O. Brancher l'interrupteur général G. Le voyant vert s'allume. S'il ne s'allume pas, un des relais extérieurs est coupé. Le vide est alors indiqué par le microampèremètre dont la sensibilité est réglée par le commutateur F.

Attendre l'amorçage de la pompe à diffusion d'huile, qu'on peut suivre avec le microampèremètre. Quand le vide est meilleur que le seuil fixé par le potentiomètre de 10 kω (*a*) :

1° Faire passer l'inverseur I sur la position 1 (si le voyant vert s'éteint, le relais n'était pas enclenché);

2° Faire passer le commutateur J en position 3. La pompe primaire s'arrête; on entend le moteur synchrone S démarrer.

Si les manœuvres 1 et 2 sont faites, le voyant rouge s'allume. On peut alors laisser l'installation sans surveillance. Dans cette position: une panne de secteur ou un vide insuffisant, ou la coupure d'un relais série (panne d'eau) coupe le courant dans cette alimentation et dans les prises protégées (P. P.) (*b*).

a. Le potentiomètre de 10 000 Ω, situé à l'intérieur du châssis permet de fixer pour quel courant de jauge le relais se déclenche (entre 0 et 700 μA environ) (le régler vers 200 μA avec la jauge C. F. T. H.).

b. Les prises protégées peuvent alimenter sous 125 V des appareils débitant 4,5 A maximum. Toutefois on peut leur faire commander un autre relais plus puissant.

Ce montage a été utilisé pendant une année, pour assurer le vide dans la source U. H. F. d'un spectrographe hertzien (klystron démontable) et a donné entière satisfaction.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

(1) J. Conard, *D. E. S.*, Lille, novembre 1956.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Réalisation d'un spectrographe magnétique de vitesses électroniques*. Note (*) de MM. **Charles Fert** et **Ferdinand Pradal**, présentée par M. Gaston Dupouy,

Principe et réalisation d'un spectrographe de vitesses électroniques comportant une lame *à faces parallèles* magnétique, et une lentille focalisatrice. Présentation de spectres de diffusion d'un faisceau d'électrons par un gaz.

L'étude de la distribution des vitesses dans un faisceau d'électrons a fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux; elle présente un intérêt nouveau depuis le développement de la microscopie électronique, mais reste une méthode importante d'étude des phénomènes d'interaction des électrons et de la matière.

Au cours des dernières années, le spectrographe de vitesses à lentille électrostatique [1] a été employé de préférence en raison de son excellente résolution. Nous nous sommes proposé la réalisation d'un spectrographe magnétique pouvant être utilisé pour une gamme étendue d'énergies d'accélération, 100 keV et au-delà.

Principe. — Le montage retenu comprend comme élément dispersif une *lame à faces parallèles magnétique*, qui dévie de 90° le faisceau incident [2]. Celui-ci est défini par le diaphragme d'entrée F et un diaphragme de sélection S. Une lentille de focalisation, pouvant être soit une lentille magnétique à symétrie axiale, soit une lentille quadrupolaire magnétique L (*fig.* 1), donne sur l'émulsion photographique E une focale fine si le faisceau analysé est monocinétique. Le montage est particulièrement commode pour l'analyse des vitesses des électrons traversant le diaphragme d'objectif d'un microscope électronique [par transmission, par réflexion ou par émission [3]], ce diaphragme jouant le rôle de F. En coupant l'excitation du système dispersif, il est possible d'observer l'image obtenue en microscopie dans les conditions habituelles, et d'utiliser le diaphragme de sélection pour isoler une région déterminée; on peut ensuite observer le spectre des vitesses correspondant à cette région en rétablissant l'action du système dispersif.

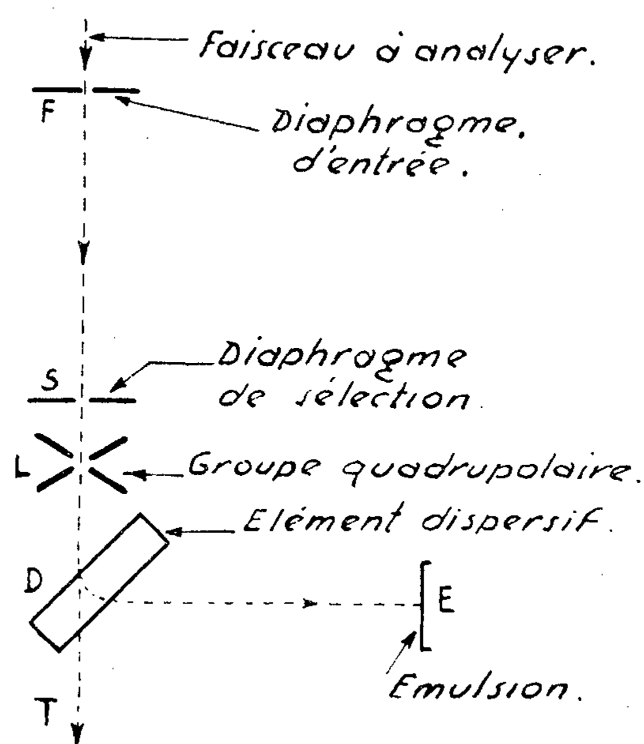


Fig. 1.

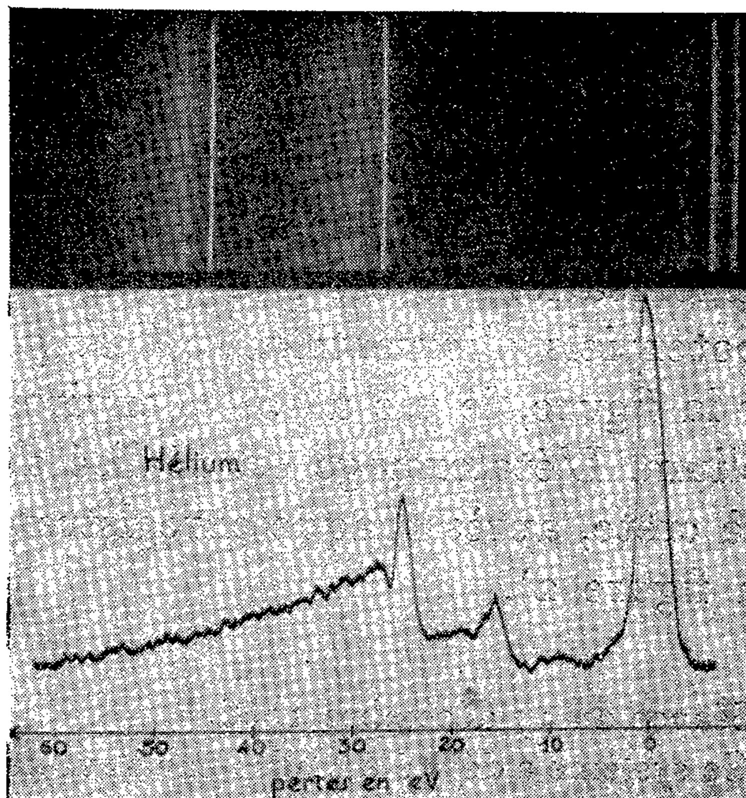


Fig. 2.

Réalisation. — Le système dispersif, dont la figure 3 montre une coupe, et la lentille de focalisation ont été réalisés comme des éléments d'un banc d'optique électronique afin de pouvoir être montés sur différents appareils et servir ainsi à l'étude de questions variées [4]. La résolution atteinte est actuellement de l'ordre de 1/20 000e.

L'appareil a déjà servi à l'étude de divers problèmes (en particulier, l'analyse des vitesses en microscopie par émission, sujet qui fera l'objet d'une publication ultérieure).

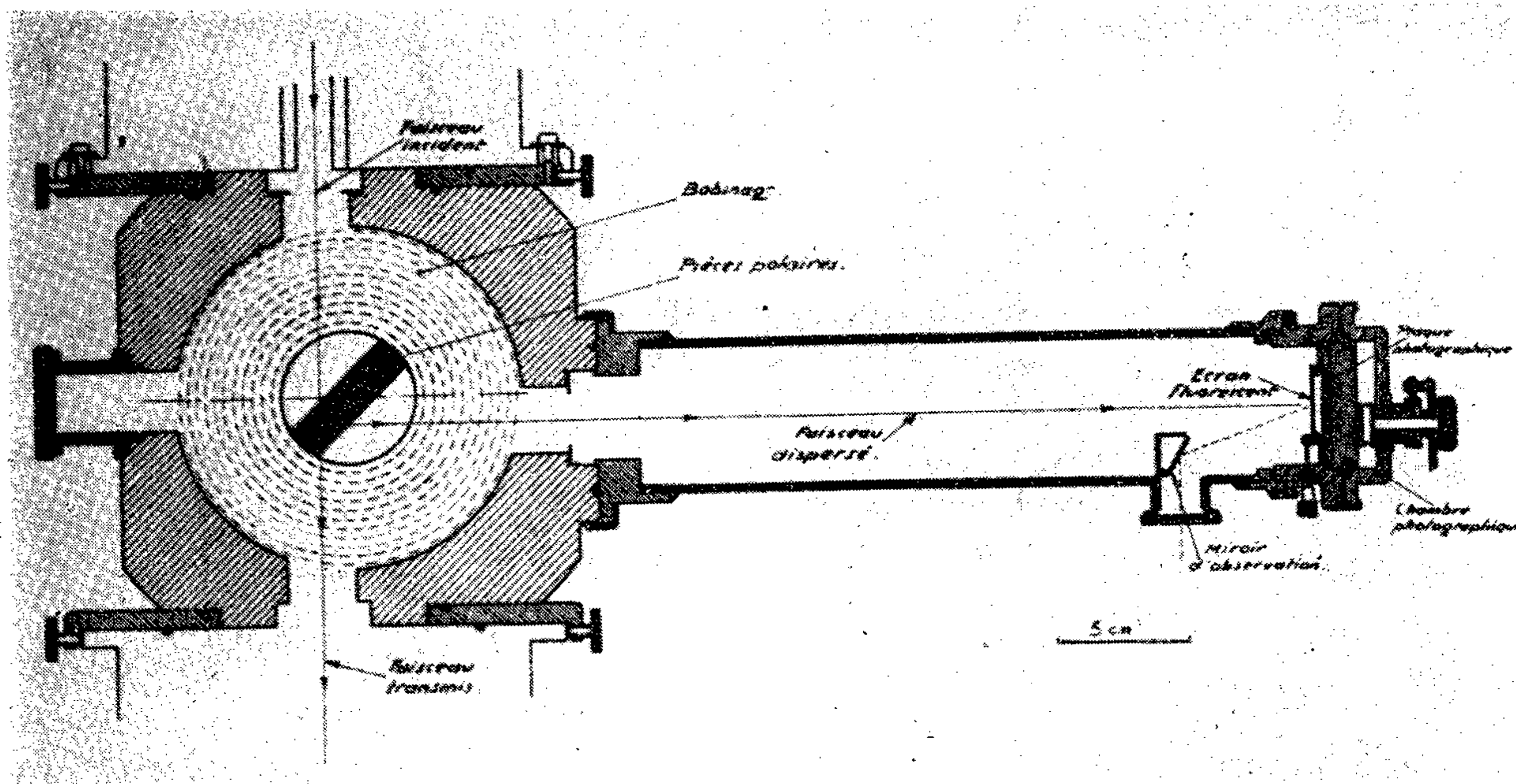


Fig. 3.

A titre d'exemple, la figure 2 représente le spectre de vitesses d'un faisceau électronique diffusé par un gaz (hélium et air), et son enregistrement microphotométrique. Le gaz est introduit au niveau du diaphragme d'entrée par une fuite réglable. Nous avons opéré de même pour l'air et l'argon. Les pertes discrètes observées correspondent aux potentiels d'ionisation de ces gaz (pour l'air, le pic observé peut correspondre aux potentiels d'ionisation de l'oxygène et de l'azote).

Sur la figure, le pic à 15 eV environ correspond à l'air résiduel mélangé à l'hélium. L'étalonnage est réalisé au moyen d'un signal carré de 23,3 V crête à crête, après chaque enregistrement d'un spectre (en haut et à droite sur la figure 2).

(*) Séance du 17 décembre 1956.

(1) Ce système a déjà été utilisé par Vauthier en spectrographie des masses (*Thèse*, Paris, 1954). Son étude théorique, qui est simple, ne sera pas abordée ici.

(2) Möllenstedt, *Optik*, 5, 1949, p. 499.

(3) Fert et Simon, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1300.

(4) Le nombre d'ampères-tours a été calculé de façon que le système de puissance puisse être également utilisé pour des ions de quelques kilovolts.

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Sur la résonance magnétique des niveaux atomiques du mercure excités par bombardement électronique.* Note de (*) MM. **Jean-Claude Pebay-Peyroula**, **Jean Brossel** et **Alfred Kastler**, présentée par M. Jean Cabannes.

La lumière émise par des atomes excités par bombardement d'électrons ayant une énergie légèrement supérieure à celle correspondant au seuil d'excitation est partiellement polarisée ([1]), ([2]). Il existe alors entre les sous-niveaux magnétiques des états ainsi excités une différence de population. Il est donc possible en appliquant un champ magnétique de radiofréquence H_1 de fréquence convenable de changer les populations relatives des niveaux et, par suite, de dépolariser la lumière émise. Cette méthode suggérée par J. Brossel et A. Kastler ([3]) peut conduire à étudier de nombreux niveaux atomiques excités. Récemment Dehmelt, par une méthode analogue, a étudié le niveau métastable $6\,^3P_2$ de l'atome de mercure ([4]).

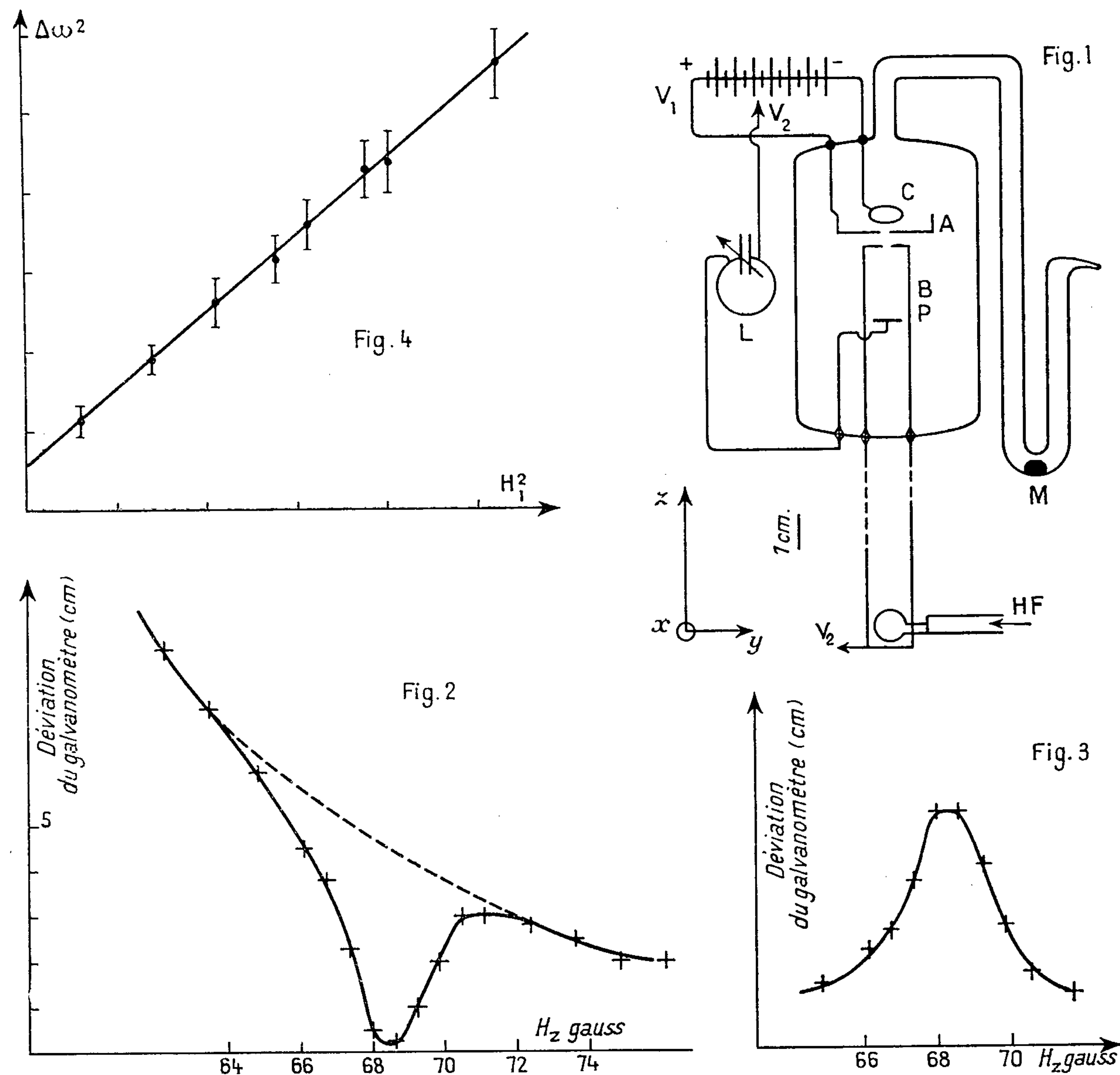
L'appareil construit en vue d'expérimenter cette méthode sur le mercure est représenté par la figure 1. Les électrons émis par la cathode à oxyde C sont accélérés au potentiel V_1 par l'électrode A qui ne laisse passer qu'un pinceau de dimensions 10×2 mm. L'électrode B ainsi que l'anode P sont portées au potentiel V_2. Dans l'espace compris entre B et P, les électrons ont donc suivant la direction Oz une vitesse uniforme correspondant à $V_2 - V_e$, V_e étant le potentiel d'extraction de la cathode. Le courant anodique est d'environ 0,3 mA pour $V_1 = 16$ V. L'électrode B forme en outre l'extrémité court-circuitée d'une ligne haute fréquence, résonante en $\lambda/2$ formée par deux conducteurs plans parallèles. Une boucle de couplage permet d'exciter cette ligne par un émetteur pouvant fournir 100 W à 144 Mc/s. Les atomes bombardés par les électrons sont soumis à un champ magnétique de radiofréquence H_1 de direction Ox. En outre, l'appareil est placé dans un champ magnétique constant H_z de direction Oz. A l'extrémité de la ligne résonante le champ électrique de radiofréquence est minimum, nous diminuons ainsi les risques de décharge.

L'ensemble des électrodes est placé dans une ampoule en verre comportant deux fenêtres en quartz permettant l'étude des radiations ultraviolettes. L'ampoule est scellée sous vide et la pression de vapeur de mercure est réglée par la température de la goutte de mercure M.

Une modulation haute fréquence de vitesse des électrons apparaît et dépolarise partiellement et même totalement pour certaines raies la lumière émise. En plaçant judicieusement une boucle de compensation accordée L, nous pouvons atténuer considérablement ce phénomène.

L'observation se fait suivant Ox. Deux photomultiplicateurs IP 28 reçoivent grâce à un Wollaston des vibrations lumineuses parallèles et perpendiculaires

au champ H_z. Les deux photomultiplicateurs sont montés en opposition et la déviation du galvanomètre ([5]), moyennant certaines précautions d'équilibrage est proportionnelle au taux de polarisation de la lumière émise.



Les résultats de Skinner et Appleyard ([1]) ont été retrouvés avec cet appareillage. Nous avons en outre constaté d'une part que la présence d'un champ magnétique constant H_z parallèle au jet d'électrons pouvant atteindre 200 gauss ne modifiait pas de façon appréciable le taux de polarisation. D'autre part, lorsque le champ magnétique H. F. ne dépasse pas 3 gauss environ (70 W à l'émetteur), il n'apparaît pas de décharge.

L'étude des résonances magnétiques semble donc possible avec cet appareil. L'interprétation des premières mesures est complexe. Nous pouvons dégager les résultats suivants :

1° Lorsque les électrons sont accélérés par un potentiel inférieur à 8 V, on observe seulement la raie 2537 Å, $6\,^3P_1 - 6\,^1S_0$. Pour H_z correspondant au facteur de Landé $g = 1,48$, nous avons observé la résonance magnétique du niveau $6\,^3P_1$ (*fig.* 2). Par soustraction (*fig.* 3) nous avons pu tracer les courbes

de résonance correspondant à plusieurs valeurs du champ magnétique de radiofréquence H_1. En portant le carré de la demi-largeur $\Delta\omega$ en fonction du carré de H_1 on doit obtenir une droite (5). De la valeur extrapolée $\Delta\omega_0$ pour H_1 nul on peut déduire la durée de vie par la relation $T_e = 2/\Delta\omega_0$.

La figure 4 montre le diagramme que l'on obtient ainsi. Les différentes imprécisions expérimentales conduisent à $10^{-7} < T_e < 2.10^{-7}$ en accord avec les résultats antérieurs (5).

2° Lorsque la tension d'accélération des électrons est supérieure à 12 V tous les niveaux du mercure sont excités. Un monochromateur permettait de séparer, du moins partiellement, les différentes raies.

Pour H_z correspondant à des facteurs de Landé $g = 1$ et $g = 2$, des résonances complexes apparaissent sur toutes les raies du spectre. Elles se traduisent non seulement par une modification de l'état de polarisation, mais aussi par une augmentation de l'intensité de la raie. Nous pensons que ces phénomènes sont d'origine électronique et reliés, du moins partiellement à une résonance cyclotron des électrons du pinceau.

Pour l'ensemble des raies $6\,^3D_3 - 6\,^3P_2$, $6\,^3D_2 - 6\,^3P_2$, $6\,^3D_1 - 6\,^3P_2$, apparaît une résonance intense pour $g = 1,275$. Cette résonance n'apparaissant pas en étudiant l'ensemble des transitions $6\,^1D_2 - 6\,^1P_1$, $6\,^3D_2 - 6\,^1P_1$, $6\,^3D_1 - 6\,^1P_1$, il serait possible de l'expliquer comme étant celle du niveau $^3D_3$ mais le facteur de Landé n'est pas en accord avec les déterminations optiques qui donnent $g = 1,335$ (6).

Des expériences sont en cours pour essayer de préciser ces phénomènes, mais il semble certain que l'interprétation des résultats donnés par la méthode d'excitation électronique sera toujours difficile.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

(1) SKINNER, *Proc. Roy. Soc.*, A, **112**, 1926, p. 642; SKINNER et APPLEYARD, *Proc. Roy. Soc.*, A, **117**, 1928, p. 224.

(2) STEINER, *Z. Physik*, **52**, 1929, p. 516.

(3) *Comptes rendus*, **229**, 1949, p. 1213.

(4) H. G. DEHMELT, *Phys. Rev.*, **103**, 1956, p. 1126.

(5) J. BROSSEL, *Thèse*, Paris, 1952; *Ann. Phys.*, **7**, 1952, p. 622.

(6) P. JACQUINOT, *Thèse*, Paris, 1937; *Ann. Phys.*, **9**, 1938, p. 236.

OPTIQUE. — *Sur l'utilisation d'un filtre : sulfate de cuivre-sulfate de cobalt pour l'obtention de l'ultraviolet à haute concentration*. Note (*) de M. **FRIDAL JUSTON-COUMAT**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Dans l'ensemble des radiations réfléchies par le miroir parabolique en aluminium de 8,40 m de diamètre, installé dans l'enceinte de l'Observatoire de la Bouzaréah, 81 % de la lumière ultraviolette sont réfléchis.

Le rayonnement solaire arrivant au sol contient 4 % d'ultraviolet compris entre 2 900 et 4 000 Å.

Nous nous sommes proposé de trouver un filtre permettant de ne disposer au foyer du miroir que de ces radiations ultraviolettes.

Trois types de filtres peuvent être utilisés :

a. Il est possible de déposer un film très mince sur les éléments du miroir. Ce film doit arrêter les radiations visibles et laisser passer l'ultraviolet. Ce système présente un avantage : peu d'échauffement du film, puisqu'il est uniquement exposé au rayonnement direct non concentré, mais il existe un inconvénient : la double absorption des radiations par le film.

Le chlorure de polyvinyle, le téflon, le plexiglass et d'autres plastiques étudiés n'ont pas donné de bons résultats.

b. Une méthode élégante consiste à utiliser un miroir réfléchissant les radiations visibles et laissant passer l'ultraviolet. Le miroir est placé en avant du foyer; on obtient deux foyers de radiations, l'un dans le domaine de l'ultraviolet, l'autre dans le visible.

De bons résultats ont été obtenus avec une plaque de silice sur laquelle on avait déposé un film d'argent de 0,1 μ d'épaisseur.

c. On peut aussi placer entre le miroir et le foyer une cuve ayant deux faces en silice. Cette cuve emplie d'un liquide coloré est destinée à absorber les radiations visibles. Une circulation avec réfrigérant permet d'évacuer l'énergie absorbée.

Différents essais ont été effectués avec des solutions aqueuses. La fuchsine laisse passer l'ultraviolet, absorbe dans la région de 5 500 Å, mais présente une grande bande passante autour de 6 500 Å. Le violet de méthyle présente deux bandes de transmission l'une à 3 600 Å, l'autre à 6 600 Å. Le permanganate de potassium a aussi deux bandes passantes, l'une à 4 400 Å, l'autre à 6 800 Å. L'absorption de l'ultraviolet et de l'infrarouge est presque totale. Le sesquichlorure de chrome et le nitrate de nickel donnent trois bandes passantes à 3 500, 5 000 et 7 400 Å.

De nombreux autres corps ont été essayés, aucun de ces filtres ne nous a donné entière satisfaction.

Nous avons étudié des solutions de sulfate de cuivre à différentes teneurs, en particulier : 1, 2, 5, 7 et 10 g pour 100 cm^3 de solution et pour une épaisseur de cuve de 1 cm. Toutes les courbes de transmission présentent une forte absorption entre 6 500 et 7 000 Å. On constate que le maximum d'absorption se déplace vers les autres longueurs d'ondes quand la concentration diminue.

Dans le cas de 1 g pour 100 cm^3 d'eau le maximum d'absorption a lieu vers 7 000 Å et pour 10 g dans 100 cm^3 le maximum est à 6 700 Å.

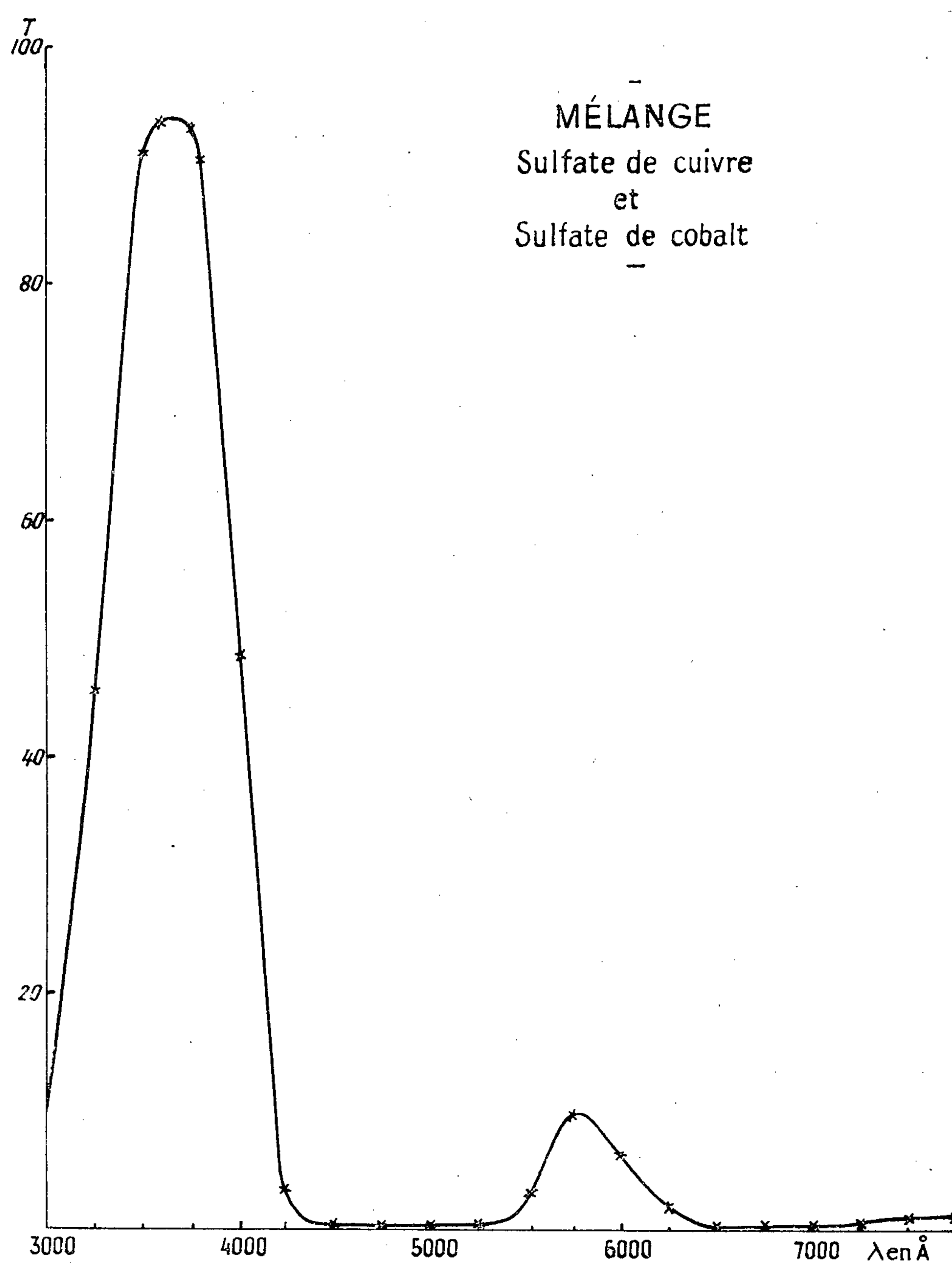
Le sulfate de cobalt donne deux bandes de transmission : l'une à 3 500 Å, l'autre à 7 000 Å quelle que soit la concentration dans les limites étudiées.

En examinant les courbes de transmission du sulfate de cobalt et du sulfate

de cuivre, on constate en gros que le maximum d'absorption dans le visible de l'un correspond au minimum d'absorption de l'autre.

Nous avons choisi un mélange de sulfate de cuivre (SO_4Cu, $5H_2O$) et de sulfate de cobalt (SO_4Co, $7H_2O$) en solution aqueuse tel que $[Cu]/[Co] = 2$ (titre en sulfate de cuivre : 10 g/l).

La figure 1 qui se rapporte à un tel mélange dans une cuve de silice de 1 cm d'épaisseur montre qu'on obtient bien un filtre convenable pour l'ultraviolet solaire.



Le montage de ce filtre a été préalablement réalisé pour un miroir de 90 cm de diamètre à l'aide d'une cuve à parois de silice transparente ($\Phi = 10$ cm; $e = 3$ cm). Les essais ont donné des résultats satisfaisants. Nous les poursuivons toutefois en vue de faire disparaître la petite bande passante dans le visible.

A 25°C la transmission du filtre pour $\lambda_m = 3650$ Å est de 94 %. On constate un déplacement de λ_m avec la température :

θ(°C)	25	35	45	55
λ_m(Å)	3650	3810	3920	4100

Le fluide absorbant circule à travers la cuve à l'aide d'une pompe et l'énergie absorbée est évacuée dans un réfrigérant.

On règle les différents organes de facon à ne pas dépasser une température de 45°C.

Une extrapolation de cette installation est prévue pour le miroir de 8,40 m de diamètre; il faudra alors évacuer plusieurs dizaines de kilowatts. La concentration d'énergie en ultraviolet au foyer sera de l'ordre de 20 000 fois celle que l'on a par irradiation directe au sol. Ce dispositif doit nous permettre d'entreprendre des études photochimiques nécessitant une haute concentration en ultraviolet.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Corrélation angulaire γ-γ dans la réaction* $^{13}C(p, \gamma)^{14}N$. Note (*) de MM. **Serge Gorodetzky**, **André Gallmann**, **Michel Croissiaux** et **Raymond Armbruster**, présentée par M. Louis de Broglie.

La réaction $^{13}C(p, \gamma)$ présente de nombreuses résonances (1), (2). Celle de $E_p = 1,16$ MeV conduit au niveau excité de ^{14}N de 8,62 MeV. Ce niveau peut se desexciter par des gamma soit directement au niveau fondamental, soit par l'intermédiaire des niveaux de 6,23 ou de 3,94 MeV. Avec le spectromètre à coïncidences décrit précédemment (3), nous avons mesuré la corrélation angulaire γ-γ de la cascade passant par le niveau de 6,23 MeV.

Une cible isotopique de ^{13}C (pure à 90 %) a été bombardée par des protons de 1,16 MeV. Plaçant un canal en discriminateur à 5 MeV, nous avons vérifié par l'étude du spectre que le γ de coïncidence avait une énergie de 2,4 MeV, et inversement, plaçant un canal en analyseur à 2,4 MeV, nous avons vérifié qu'un des γ de coïncidence avait 6,2 MeV. Avec la cible utilisée, la cascade 8,70 MeV $\rightarrow$ 5,68 MeV $\rightarrow$ 0 MeV de la résonance large de 1,25 MeV donne un rendement négligeable qui ne nous a pas gênés. Pour la mesure de la corrélation angulaire, l'analyseur d'un des canaux a été utilisé en discriminateur à 5 MeV et l'autre en bande englobant le γ de 2,4 MeV. La mesure de la corrélation a été faite dans un plan perpendiculaire à la direction des protons incidents. Vu le faible taux de comptage, le nombre de coïncidences fortuites était négligeable. Par contre, nous avons du tenir compte de coincidences dues au rayonnement cosmique et d'une correction d'angle solide (4).

Résultats. — Les points expérimentaux sont indiqués sur la figure 1. Une méthode des moindres carrés de la fonction de corrélation $W(\theta)$ corrigée pour les angles solides ([4]), donne

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta),$$

avec

$$A_2 = -0,16 \pm 0,06,$$
$$A_4 = +0,06 \pm 0,06.$$

Ces valeurs sont à comparer avec les coefficients calculés théoriquement dans les cas où le moment angulaire propre du niveau de 6,23 MeV serait $J = 1$ ou $J = 2$.

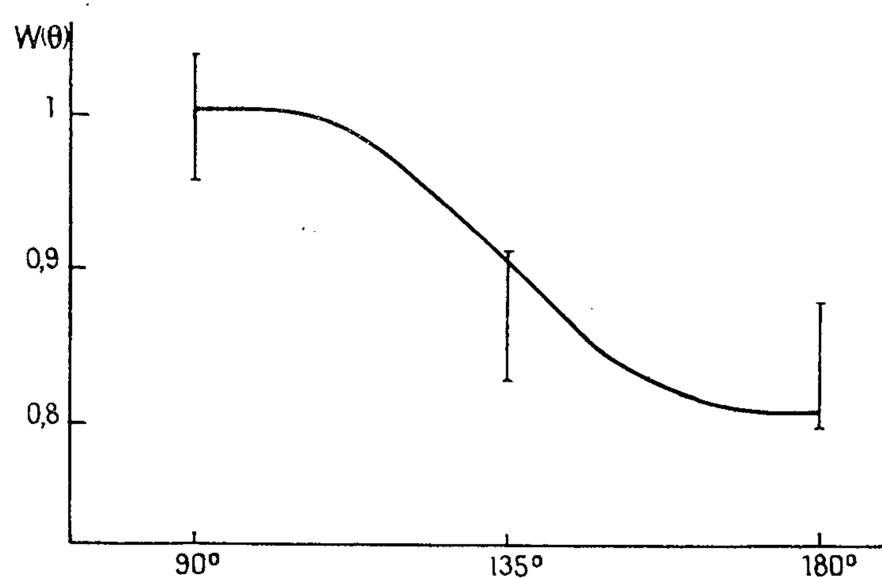


Fig. 1. — Corrélation angulaire de la cascade 2,40 MeV-6,23 MeV.

Ces coefficients sont

$A_2 = -0,25$;	$A_4 = 0$	pour les transitions pures	0	(D)	1	(D)	1
			0	(D)	1	(Q)	1
			0	(Q)	2	(D)	1
$A_2 = +0,18$;	$A_4 = -0,76$	pour la transition pure	0	(Q)	2	(Q)	1

Seul un mélange de rayonnements M 1 et E 2 pour la transition de 6,23 MeV pourrait expliquer l'écart entre les valeurs expérimentales et théoriques des coefficients A_2 et A_4. Dans ce cas, la parité du niveau de 6,23 MeV serait paire. En effet, une parité impaire ne pourrait donner lieu qu'à une émission E 1 (pure), ou à des mélanges E 1 M 2 ou M 2 E 3 (très improbables).

Nous avons, pour un mélange de rayonnements M 1 et E 2, étudié théoriquement la variation des coefficients A_2 et A_4 en fonction du coefficient de mélange δ entre les deux rayonnements, pour les valeurs $J = 1$ et $J = 2$ pour le moment angulaire du niveau de 6,23 MeV.

Dans le cas $J = 1$ les points expérimentaux (*fig.* 2) sont en accord avec

$$0,02 \leq \delta \leq 0,12 \quad \text{ou} \quad 8 \leq \delta \leq 50.$$

Ceci correspondrait à un mélange de rayonnements γM 1 et E 2 dans lequel

les proportions p seraient $98\ \% \leqq p_{M1} < 100\ \%$ et $0 < p_{E2} \leqq 2\ \%$ dans l'un des cas, et l'inverse dans l'autre.

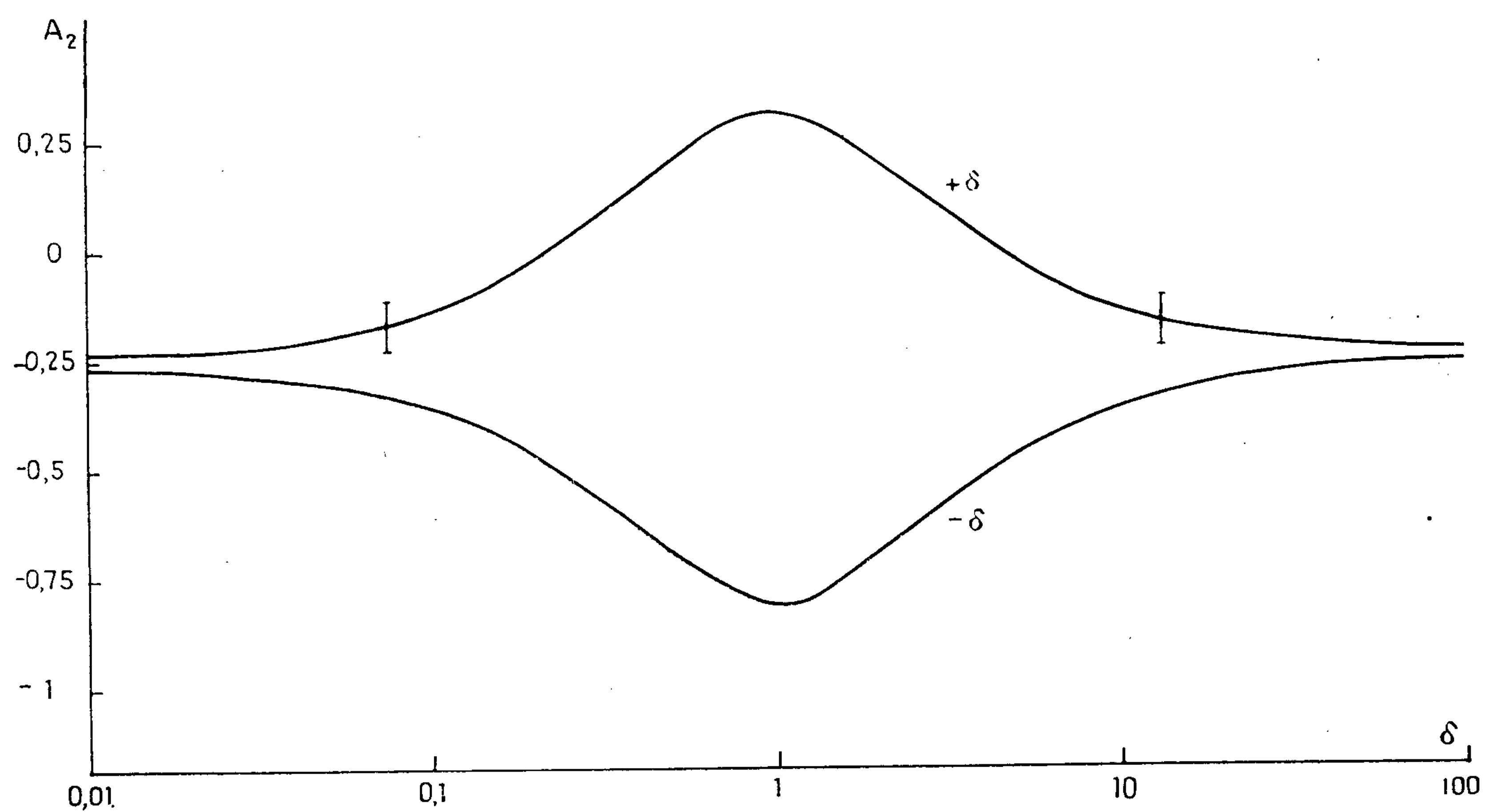


Fig. 2. — Variation du coefficient A_2 d'une corrélation angulaire o(D) 1(D, Q) 1 en fonction du coefficient de mélange δ.

Dans le cas $J = 2$ il y a seulement $0{,}03 \leqq \delta \leqq 0{,}10$ qui pourrait expliquer les valeurs expérimentales trouvées (*fig.* 3). Ceci correspondrait à un rayonnement M 1 presque pur, la contribution E 2 étant inférieure à 1 %. Remar-

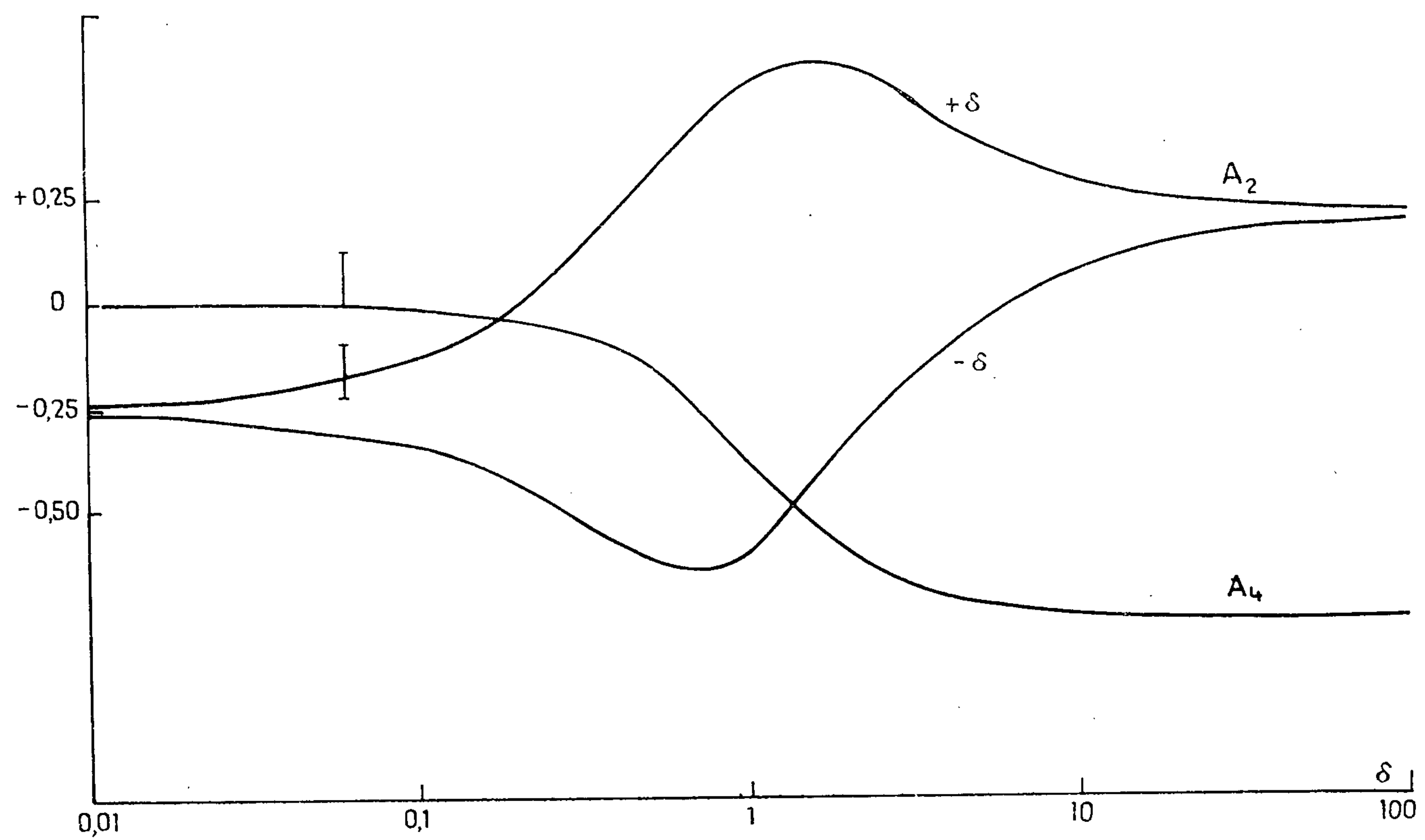


Fig. 3. — Variation des coefficients A_2 et A_4 d'une corrélation angulaire o(Q) 2(D, Q) 1 en fonction du coefficient de mélange δ.

quons que la présence près du niveau initial de 8,62 MeV du niveau voisin large de 8,70 MeV ne produit pas d'interférence gênante, ces deux niveaux ayant un moment angulaire propre nul.

Ainsi nos résultats expérimentaux paraissent conduire à l'alternative suivante :

— ou bien on a pour le niveau de 6,23 MeV, $J = 1^+$ avec émission d'un rayonnement γ presque pur M 1 ou E 2 ;

— ou bien $J = 2^+$ avec émission d'un rayonnement γ M 1 presque pur.

L'attribution d'une parité paire à ce niveau paraît très probable.

Woodbury et al. (²) par des mesures d'intensités relatives, ont proposé la valeur $J = 1$ pour le niveau de 6,23 MeV.

(*) Séance du 5 décembre 1956.

(¹) J. D. Seagrave, *Phys. Rev.*, 85, 1952, p. 197.

(²) H. H. Woodbury, R. B. Day et A. V. Tollestrup, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 1199.

(³) S. Gorodetzky, A. Gallmann, M. Croissiaux et R. Armbruster, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2545.

(⁴) M. E. Rose, *Phys. Rev.*, 91, 1953, p. 610.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Période du niveau de* 396 keV *du* ^{175}Lu. Note (*) de M. **Hamlet Vartapetian**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Par la méthode des coïncidences retardées, on montre que le niveau de 396 keV a une période de $T_{1/2} = (3,4 \pm 0,3).10^{-9}$ s.

Le ^{175}Lu est obtenu par désintégration β de ^{175}Yb (période 4,2 jours) mais aussi par capture électronique dans le ^{175}Hf (période 70 jours). Les deux systèmes de niveaux excités du ^{175}Lu ont été étudiés par Mize et al. (¹). D. Chase et L. Wilets (²) ont donné une interprétation des spins des niveaux et des transitions dans ^{175}Lu, qui repose sur la théorie de A. Bohr et B. Mottelson (³) et les calculs de S. B. Nilsson (⁴).

Ces travaux montrent que le niveau de 396 keV se désexcite principalement par l'émission de deux photons de 396 et 282 keV, de nature $E_1 + M_2$. Celui de 282 keV est en coïncidence avec un rayonnement de 113 keV de nature $M_1 + E_2$.

Nous avons effectué une statistique portant sur 13 noyaux de A impair et sur l'UX_2, qui possèdent des transitions E_1. Parmi les noyaux dont les natures des transitions sont connues, six ont des rayonnements dont les périodes sont supérieures à 10^{-8} s. Ces rayonnements sont des mélanges $E_1 + M_2$. Dans trois autres noyaux les périodes sont inférieures à 2.10^{-9} s et les rayonnements sont des E_1 pour lesquels le pourcentage de M_2 est probablement négligeable. La présence de pourcentage M_2 provient ainsi vraisemblablement d'une interdic-

tion de la transition E_1. On peut donc prévoir, étant donné que les rayonnements de 396 et 282 keV sont des mélanges $E_1 + M_2$ une interdiction partielle de ces transitions.

Mesure de la période du niveau de 396 keV. — La source de ^{175}Yb a été obtenue par irradiation à la pile de Yb_2O_3. Elle contient comme impureté du ^{169}Yb qui se désintègre par capture électronique.

Le niveau de 396 keV provient de la désintégration β, d'énergie maximum 70 keV, de ^{175}Yb. Les rayonnements β sont détectés par un cristal d'anthracène, les rayonnements γ par un cristal INa(Tl). L'appareillage de coïncidence est celui décrit dans une Note précédente ([5]).

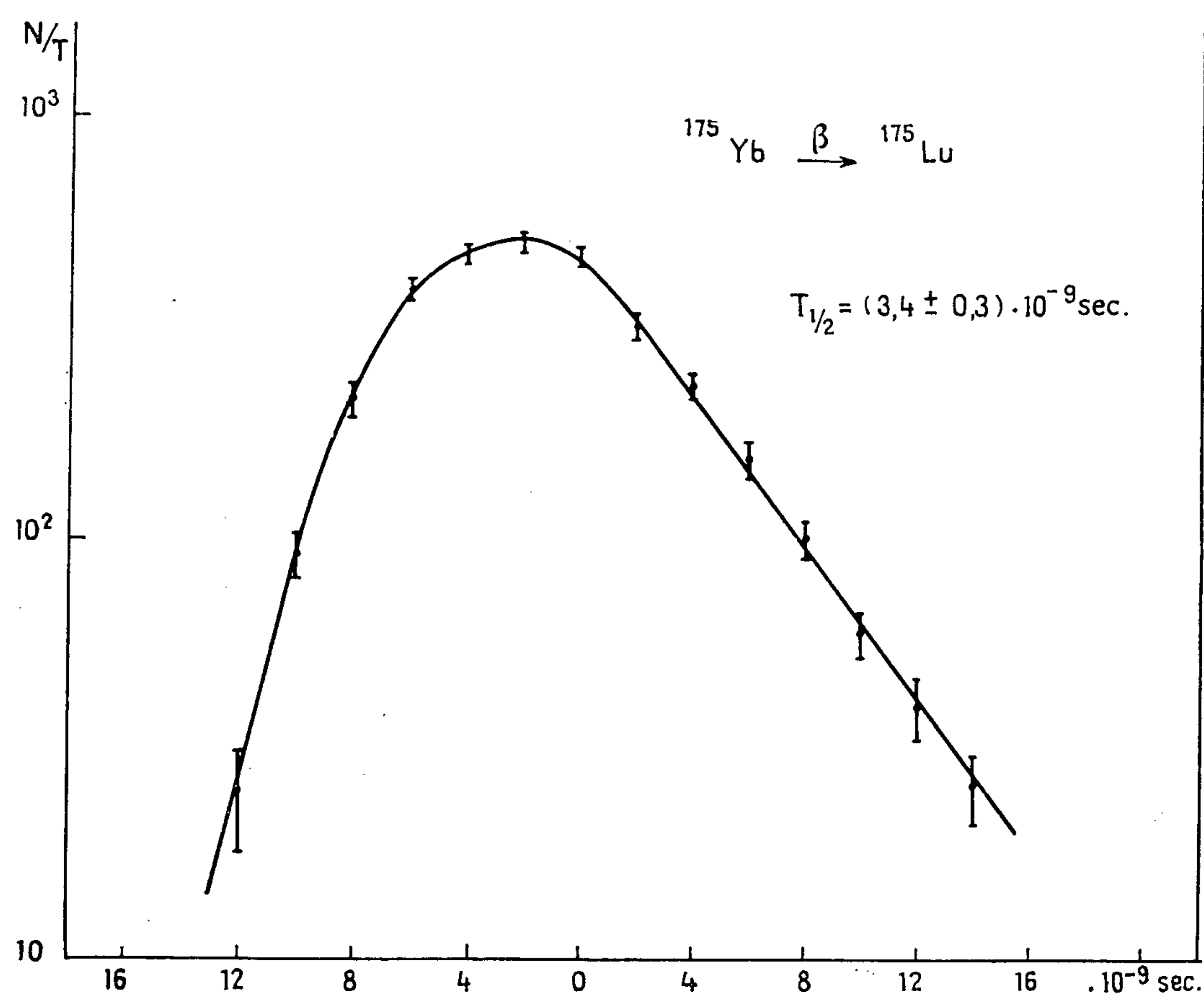


Fig. 1. — Coïncidences retardées β(E_{max} 70 keV) — γ de 396 keV. Temps de résolution du circuit de coïncidence $2\tau = 10^{-8}$ s.

Nous avons effectué les coïncidences retardées β — γ de 396 keV (*fig.* 1) et β — γ de 282 keV (*fig.* 2). La courbe de la figure 2 comprend les coïncidences β(E_{max} 70 keV) — γ mais aussi les coïncidences, e^- conversion du photon de 113 keV, et γ de 282 keV (la période du niveau de 113 keV est $< 10^{-9}$ s).

On trouve pour la période du niveau de 396 keV :

$$T_{\frac{1}{2}} = (3,4 \pm 0,3).10^{-9}\ s.$$

Connaissant les rapports d'intensité des deux rayonnements de 396 et 282 keV ([1]) on peut calculer les vies moyennes γ partielles de ces deux rayon-

nements

$$\tau_{\gamma_{396}} = 5,5.10^{-9}\text{ s} \quad \text{et} \quad \tau_{\gamma_{282}} = 1,3.10^{-8}\text{ s}.$$

D'après le modèle des couches, dans le cas d'un noyau sphérique, le spin du niveau de 396 keV serait $h_{11/2}$. Le spin du niveau fondamental du ^{175}Lu étant $g_{7/2}$, la transition E_1 de 396 keV est strictement interdite ($\Delta j \geqq 2$). Les calculs

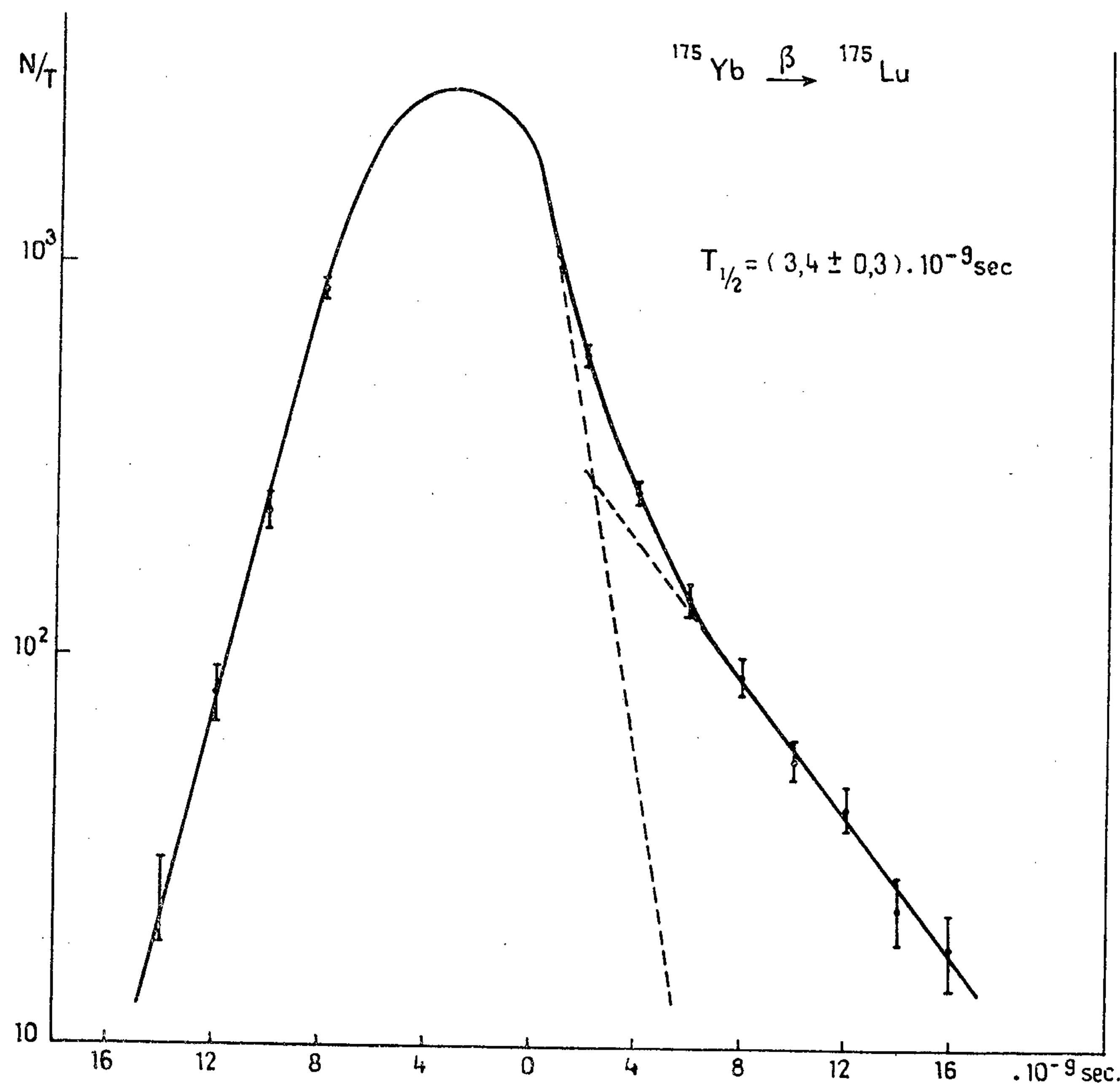


Fig. 2. — Coïncidences retardées β(E_{max} 70 keV) — γ de 282 keV et e^- de conversion du photon de 113 keV — γ de 282 keV.

de Nilsson ([4]) montrent que pour le noyau déformé de ^{175}Lu le spin du niveau de 396 keV est 9/2; la transition E_1 devient possible. D. Chase et L. Wilets ([2]) admettent que cette transition E_1 est néanmoins partiellement interdite par rapport à une transition E_1 de type Weisskopf, mais qui se ferait entre les niveaux $h_{9/2}$ et $g_{7/2}$ (le facteur de réduction de la probabilité de transition étant de $1,4.10^{-4}$).

La valeur de $\tau_{\gamma_{396}}$, que nous avons mesurée, montre que la transition E_1 de 396 keV est interdite d'un facteur $\simeq 10^{-6}$. Il y a donc un écart entre la valeur calculée par D. Chase et L. Wilets et le résultat expérimental, pour la vie moyenne γ du rayonnement E_1 de 396 keV. L'interdiction supplémentaire (d'un facteur 100) observée expérimentalement peut expliquer le fort pourcentage de M_2(17 %) dans la transition $E_1 + M_2$ de 396 keV.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

(1) Mize, Bunker et Starner, *Phys. Rev.*, 100, 1955, p. 1390.

(2) *Phys. Rev.*, 101, 1956, p. 1038.

(3) *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd.*, 27, n° 16, 1953.

(4) *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd.*, 29, n° 16, 1955.

(5) L. Dick, R. Foucher, N. Perrin et H. Vartapetian, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1335.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Chromatographie des ions alcalins sur papier d'amiante.* Note (*) de MM. **Harirao J. Arnikar** et **Marius Chemla**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Les ions alcalins, Li^+, Na^+, K^+, Rb^+ et Cs^+ sont séparés par chromatographie sur papier d'amiante avec une solution chlorhydrique comme solvant. Un papier de cellulose imprégné de résine échangeuse d'ions conduit à des résultats analogues mais, à surface égale, le papier d'amiante permet de traiter des quantités de matière plus importantes, de l'ordre du milligramme.

Au cours d'expériences d'électrophorèse dans des sels fondus (1), nous avons observé une certaine fixation de divers ions sur l'amiante utilisée comme support, fixation qui varie avec la nature de l'ion. Cette Note présente quelques résultats montrant la possibilité d'appliquer ce phénomène à diverses séparations chromatographiques comme l'a déjà fait B. N. Sen (2), pour les mélanges Cu-Cd et As-Sb-Sn.

Les séparations que nous avons étudiées portent sur les ions alcalins : sodium, potassium, rubidium et césium suivies à l'aide de leurs isotopes radioactifs, ^{22}Na, ^{42}K, ^{86}Rb, et ^{137}Cs dont le mode d'obtention a déjà été décrit (3). Le lithium est repéré par détection à la flamme observée à travers un filtre optique. Les chromatographies sont effectuées sur des bandes de papier d'amiante longues de 25 cm, larges de 12 mm et épaisses de 0,2 mm. L'amiante fournie par le commerce contient d'importantes quantités d'impuretés, carbonate de calcium et oxyde de fer, qui sont éliminées par lavage préalable à l'acide chlorhydrique. Les feuilles d'amiante sont ensuite rincées à l'eau distillée, puis séchées. Les solvants utilisés sont des solutions aqueuses d'acide chlorhydrique; le développement est ascendant.

Les quantités de sels mises en jeu ont varié depuis le radioélément sans entraîneur jusqu'à quelques milligrammes. Les valeurs de R_f obtenues pour les divers ions alcalins (*fig.* 1) sont les suivantes :

Tableau I.

Solvant.	Li.	Na.	K.	Rb.	Cs.
ClH, 1 N......	0,99	0,88	0,78	0,73	0,65
ClH, 0,1 N......	–	0,86	0,77	0,72	0,45

Nous avons observé que le R_f de l'ion sodium demeure sensiblement constant, en fonction de la quantité de sel déposée initialement sur la bande de papier d'amiante, alors que celui du césium varie de façon importante (*fig.* 2).

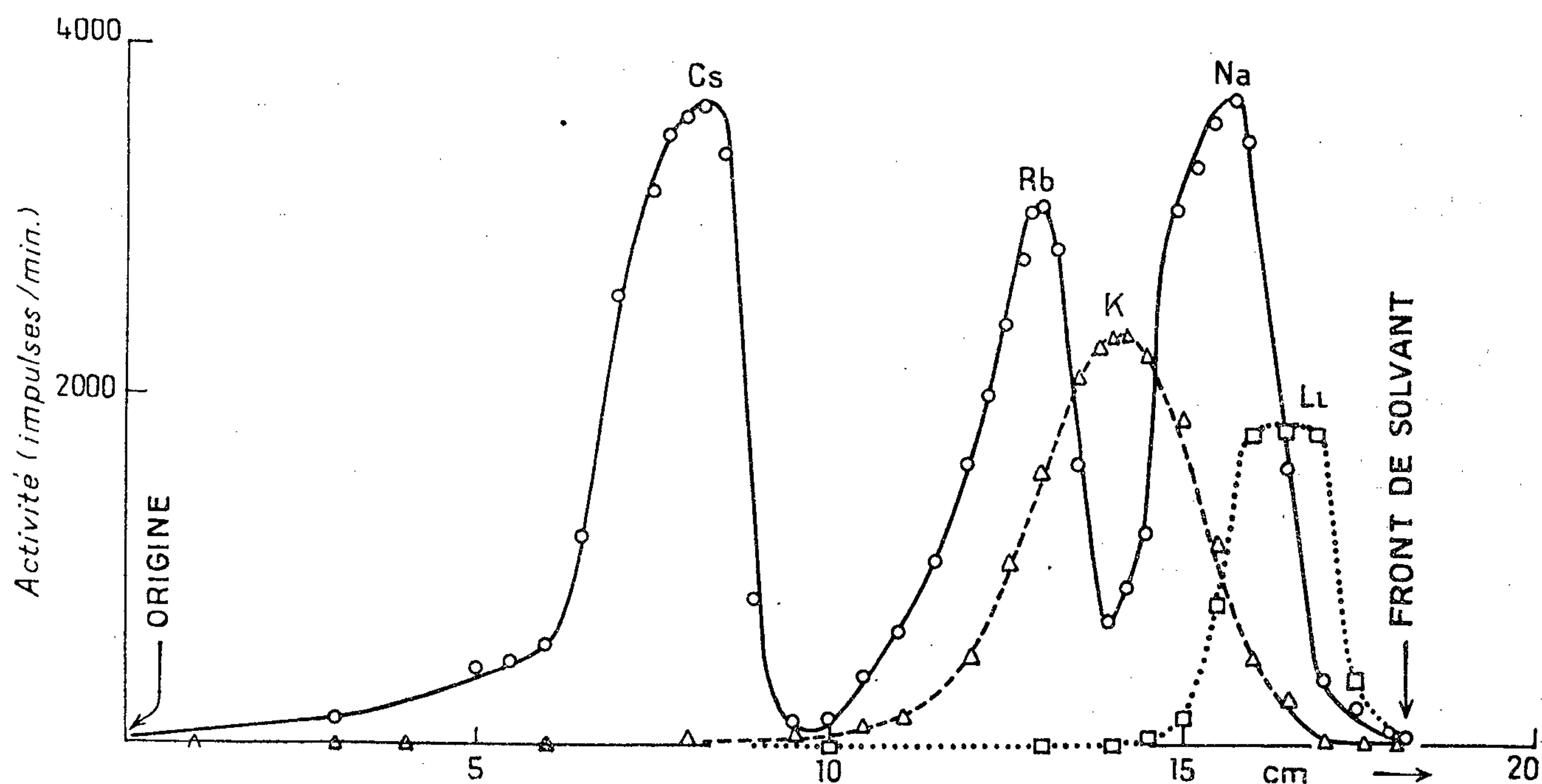


Fig. 1. — Chromatogramme sur bande d'amiante d'ions alcalins, en quantité de l'ordre du milligramme, solvant ClH, 0,1 N. Le potassium est déduit de l'activité totale ^{86}Rb et ^{22}Na à la fin de la décroissance de ^{42}K.

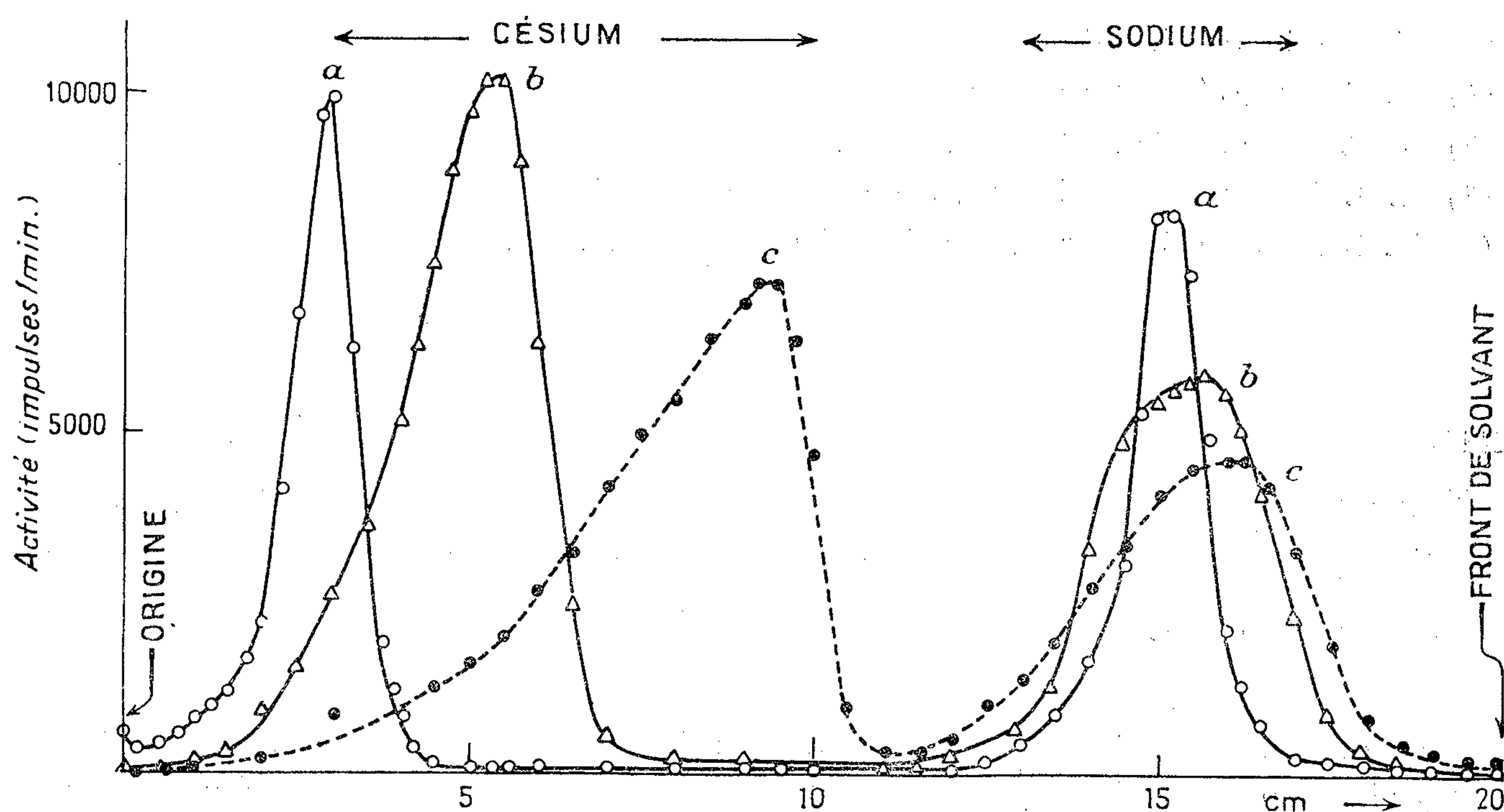


Fig. 2. — Séparation Na—Cs sur amiante pour diverses concentrations :
a. Radioéléments sans entraîneur; *b*. 0,03 mg de Cs + 0,11 mg de Na; *c*. 0,3 mg de Cs + 1,1 mg de Na.

Ces séparations rappellent celles obtenues avec des colonnes de résine échangeuses d'ions. Pour que la comparaison soit effectuée dans des conditions aussi voisines que possible, des expériences de chromatographie

ont été entreprises avec du papier de cellulose imprégné de résine échangeuse de cations, Dowex-50. Comme pour l'amiante le solvant était l'acide chlorhydrique. Les valeurs de R_f ainsi obtenues présentent une nette analogie avec celles que donne l'amiante (tableau II).

TABLEAU II.

Papier.	Solvant.	Na.	K.	Cs.
Carl Schleicher et Schul (imprégné).	ClH, 1 N	0,90	–	0,71
Whatman imprégné par la méthode de Lederer ([4]).	ClH, 1 N	0,72	0,67	0,63
	ClH, 0,1 N	0,50	0,35	0,28

Par ailleurs, le papier d'amiante a permis des séparations d'alcalins portant sur des quantités nettement plus élevées de l'ordre du milligramme.

Outre l'analogie des résultats obtenus, il convient de noter une ressemblance entre les structures de l'amiante et des résines échangeuses d'ions. Les échangeurs d'ions sont constitués de hautes polymères en longues chaînes entrecroisées portant des groupes ionisables. L'amiante, appartenant à la famille des amphiboles, est constituée de longues chaînes de tétraèdres SiO_4, portant des groupements ionisables tels que des radicaux OH, et des cations métalliques. Cette comparaison suggère que le mécanisme de la chromatographie pourrait être le même dans les deux cas.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

([1]) M. CHEMLA, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1450.

([2]) *Australian J. Sc.*, 13, 1950, p. 49.

([3]) H. J. ARNIKAR et M. CHEMLA, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2132.

([4]) M. LEDERER et S. KERTES, *Anal. Chim. Acta*, 15, 1956, p. 226.

CHIMIE PHYSIQUE — *Étude d'équilibres chimiques au moyen de l'effet Raman. Mise en évidence de la formation de molécules mixtes de type* AX_2Y *lors du mélange de* $AsBr_3$ *et* $AsCl_3$ *et de* PI_3 *et* PBr_3. Note (*) de M^lle **MARIE-LOUISE DELWAULLE** et M. **GUNTHER SCHILLING**, présentée par M. Jean Cabannes.

Quand on étudie les spectres Raman des mélanges soit de $AsBr_3$ et $AsCl_3$, soit de PI_3 et PBr_3, on constate l'apparition à côté des spectres des halogénures initiaux de fréquences nouvelles qui s'interprètent facilement en les attribuant à deux halogénures mixtes de type AX_2Y et AXY_2.

L'un de nous a étudié l'évolution des spectres Raman pour la série des molécules tétraédriques PB_3, $PFBr_2$, PF_2Br et PF_3 ([1]). Les halogénures mixtes de symétrie C_{1h} ont six fréquences Raman : trois fréquences de déformation et

trois fréquences de valence. Les fréquences de déformation de AX_2Y sont situées entre celles de AX_3 et celles de AY_3. Les fréquences de valence sont peu différentes de celles de AX_3 et AY_3 : deux sont situées dans la région du doublet de AX_3 et la troisième dans celle du doublet de AY_3. L'étude des spectres des mélanges PBr_3 et PCl_3 a ensuite montré l'apparition à côté d'une partie des halogénures initiaux des molécules mixtes $PClBr_2$ et PCl_2Br ([2]).

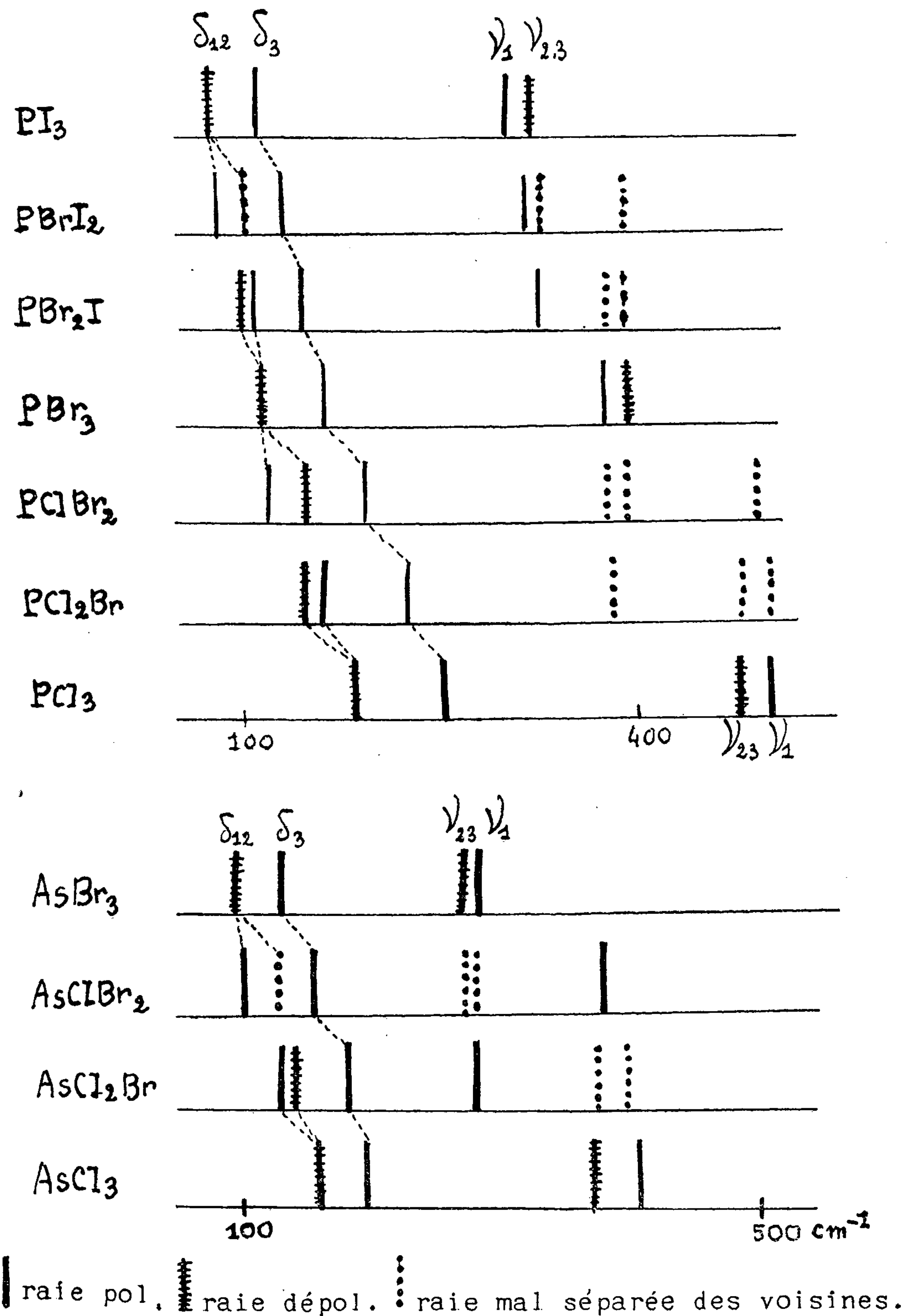
L'étude des spectres Raman des mélanges de $AsBr_3$ et $AsCl_3$ d'une part, de PI_3 et PBr_3 d'autre part, permet aussi la mise en évidence de molécules mixtes.

Étude des mélanges de $AsBr_3$ *et* $AsCl_3$. — Ces deux halogénures sont miscibles en toutes proportions. Dans les spectres des mélanges contenant un excès suffisant de $AsCl_3$ on ne décèle pas le spectre de $AsBr_3$. On observe à côté du spectre de $AsCl_3$, trois fréquences nouvelles 129, 142 et 178 cm^{-1} dans la région des fréquences de déformation, elles appartiennent toutes trois à $AsCl_2Br$. On observe en outre une fréquence de valence 282 cm^{-1}, bien isolée, située dans la région des fréquences de valence de $AsBr_3$. Les deux autres fréquences de valence doivent être situées dans la région du doublet de $AsCl_3$ et ne sauraient s'en séparer. Leur présence se manifeste par une modification de l'aspect de ce doublet. La molécule $AsCl_2Br$ a donc le spectre prévu. Si l'on augmente un peu la teneur des mélanges en $AsBr_3$ une nouvelle raie apparaît δ_1 103 de $AsClBr_2$. Les spectres de mélanges très riches en $AsBr_3$ ne présentent ni les fréquences de $AsCl_3$ ni celles de $AsCl_2Br$. Les fréquences δ_1 et δ_2 de $AsClBr_2$ se détachent mal de celles de $AsBr_3$ on observe par contre δ_3 154. On pointe aussi une raie de valence 380 située dans la région du doublet de $AsCl_3$. Les deux autres fréquences de valence doivent être impossibles à séparer du doublet de $AsBr_3$. Il n'y a pas d'autres raies nouvelles que celles de ces deux ensembles caractérisant $AsClBr_2$ et $AsCl_2Br$.

Étude des mélanges de PI_3 *et* PBr_3. — Ces mélanges sont colorés, on a dû utiliser comme excitatrice la 5460 Å du mercure ou la 5876 Å de l'hélium. Pour PI_3 et les mélanges riches en PI_3 on a dû ajouter CS_2 comme solvant. Le spectre observé pour PI_3 : δ_{12} 80, δ_3 115, ν_1 308, ν_{23} 330 est en bon accord avec celui décrit par Stammreich ([3]). L'étude de toute une gamme de mélanges permet comme dans le cas précédent de pointer les fréquences nouvelles et de les attribuer à $PBrI_2$ et PBr_2I.

Spectre de $PBrI_2$: les fréquences de déformation sont 88 pol., une raie difficile à pointer entre 100 et 118 et δ_3 132 pol. Parmi les fréquences de valence on pointe 320 les deux autres ne se séparent pas de celles de PI_3 et PBr_3. Spectre de PBr_2I : les fréquences de déformation sont : 102 dépol. 108 pol., 147 pol. Une seule des fréquences de valence est identifiée avec précision : 331, Le tableau donne les raies des molécules mixtes encadrées par celles des halogénures initiaux pour les chlorobromures de phosphore et d'arsenic et pour les

bromoiodures de phosphore. L'évolution des raies est bien toujours la même pour ces séries AX_3, AX_2Y, AXY_2, AY_3.



(*) Séance du 17 décembre 1956.

(1) M. L. Delwaulle, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 1391.

(2) *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 389.

(3) *J. Chem. Phys.*, 25, 1956, p. 580.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude calorimétrique de la décomposition thermique des trihydrates d'alumine.* Note de M. **Max Michel**, présentée par M. Paul Pascal.

Il est connu ([1]) que la décomposition thermique ménagée des trihydrates d'alumine de très grande finesse conduit, si elle est effectuée sous un vide poussé, à l'obtention d'une alumine de transition dite alumine ρ qui peut, si le vide est insuffisant, être mélangée d'alumine χ ou d'alumine η. Nous nous sommes proposé de déterminer, dans ces conditions opératoires, la chaleur de déshydratation de ces trihydrates fins en utilisant à cet effet le microcalorimètre E. Calvet adapté aux moyennes températures que nous avons décrit antérieurement ([2]).

Nous avons conservé le même dispositif expérimental, à cette différence près que l'enregistrement, au lieu d'être photographique, était réalisé à l'aide d'une plume encrée actionnée par un « suiveur de spot » électronique permettant de connaître à chaque instant l'allure du phénomène.

Nos essais ont porté sur deux échantillons de trihydrates fins : un échantillon d'hydrargillite et un échantillon de bayérite provenant tous deux des laboratoires de la Compagnie Péchiney. Le premier avait été préparé par « décomposition » à 25° C d'une solution industrielle d'aluminate de sodium amorcée à l'aide d'un gel d'alumine, le deuxième par carbonatation à froid de la même solution d'aluminate convenablement diluée (renfermant environ 50 g d'Al_2O_3 par litre).

La prise d'essai (environ 0,3 g) était introduite dans un long tube de quartz fermé à son extrémité inférieure et ce tube était lui-même placé dans la cellule-laboratoire du microcalorimètre. Cet appareil était ensuite stabilisé à la température de 230° C ou de 210° C suivant qu'on opérait sur l'hydrargillite ou la bayérite, la décomposition de ces trihydrates étant peu sensible sous la pression atmosphérique dans ces conditions de température.

Cela fait, on mettait le tube de quartz en communication avec le vide d'une pompe à palettes (environ 10^{-2} mm de Hg), ce qui avait pour effet de déclencher, sans modification de température, la décomposition de l'hydrate.

Sur le circuit du vide on avait préalablement disposé des tubes absorbeurs à P_2O_5 exactement tarés dont l'augmentation progressive de poids permettait de suivre la marche du phénomène. L'expérience était arrêtée quand l'augmentation de poids cessait, ce qui demandait environ 10 h.

On planimétrait alors la courbe enregistrée en vue de déterminer la quantité de chaleur absorbée par la déshydratation, laquelle quantité de chaleur était fidèlement représentée par le renflement endothermique de

la courbe. Remarquons que la technique que nous avons appliquée nous permettrait de planimétrer soit la totalité d'un thermogramme, soit une fraction correspondant à une perte d'eau déterminée à un certain instant par la pesée des tubes absorbeurs.

En suivant le mode opératoire décrit ci-dessus nous avons effectué, soit sur l'hydrargillite, soit sur la bayérite, une dizaine d'essais dont les résultats étaient d'une concordance satisfaisante.

En les exprimant en kilocalories par molécule d'eau enlevée et en les ramenant aux conditions normales de température et de pression, ils ont été en moyenne de — 16 kcal pour l'hydrargillite et de — 15,5 kcal pour la bayérite, ce qui correspondait à une chaleur de déshydratation totale de $-16 \times 3 = -48$ kcal/mole pour l'hydrargillite et de $-15,5 \times 3 = -46,5$ kcal/mole pour la bayérite.

Bien entendu ces chaleurs de déshydratation à température constante correspondent à un état final caractérisé par la présence en quantité prépondérante d'alumine ρ mélangée d'une petite proportion d'alumine χ ou d'alumine η et par l'absence à peu près complète de bœhmite Al_2O_3, H_2O.

En vue de vérifier ces résultats, du moins en ce qui concerne la bayérite, nous les avons comparés à la *chaleur de rehydratation en bayérite* d'une hydrargillite fine activée sous vide dans des conditions opératoires comparables à celles utilisées lors de la déshydratation de ce même échantillon dans le microcalorimètre à 230°. Cette rehydratation était réalisée au contact de l'eau liquide, dans un microcalorimètre E. Calvet ordinaire stabilisé à 35° ([3]). Nous avons obtenu, par intégration des thermogrammes compte non tenu de la pointe de mouillage ([1]), une thermicité de + 15 kcal par molécule de bayérite formée (ramenée aux conditions normales). Pour comparer ce chiffre à celui de la réaction inverse où l'eau était enlevée à l'état de vapeur, il faut ajouter la chaleur correspondant à la condensation de cette quantité de vapeur d'eau aux valeurs trouvées à 230°, ce qui donne $-46,5 + 3 \times 10,6 = -14,7$ kcal par molécule de bayérite. La concordance est satisfaisante.

Notons toutefois que les deux réactions successives de déshydratation et de rehydratation ne constituent pas strictement un cycle fermé, car la rehydratation en bayérite ayant porté, non sur les produits de décomposition de ce trihydrate mais sur ceux en provenance de l'hydrargillite, une légère différence pouvait exister entre les alumines de transition issues de ces deux trihydrates.

([1]) R. Tertian et D. Papée, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1575.

([2]) M. Michel, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1462.

([3]) *Voir* E. Calvet et H. Thibon, *Bull. Soc. Chim.*, 278, 1954, p. 1343; Calvet et Prat, *Microcalorimétrie*, 1956, Masson, Paris, p. 217.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Examen de la graphitisation de carbones et de cokes par mesures d'adsorption : distinction entre carbones graphitisables et non graphitisables.* Note (*) de MM. **Lucien Bonnetain**, **Xavier Duval**, **Maurice Letort** et **Pierre Souny**, présentée par M. Georges Chaudron.

Les isothermes d'adsorption sur les carbones et les cokes accusent une déformation avec apparition d'une « marche », d'autant plus marquée que l'échantillon est plus graphitisé. La confrontation entre ces observations et les résultats obtenus indépendamment par les rayons X, confirme la distinction qui a été faite entre carbones graphitisables et non graphitisables.

A l'occasion de recherches sur le mécanisme de combustion du graphite, certains d'entre nous ([1]) ont annoncé la découverte d'une forme très particulière d'isothermes d'adsorption qui apparemment reflète la formation successive, au delà de la première couche, d'une seconde, puis d'une troisième couche adsorbées. Cette observation a été retrouvée par des auteurs américains ([2]) sur des noirs de carbone graphitisés.

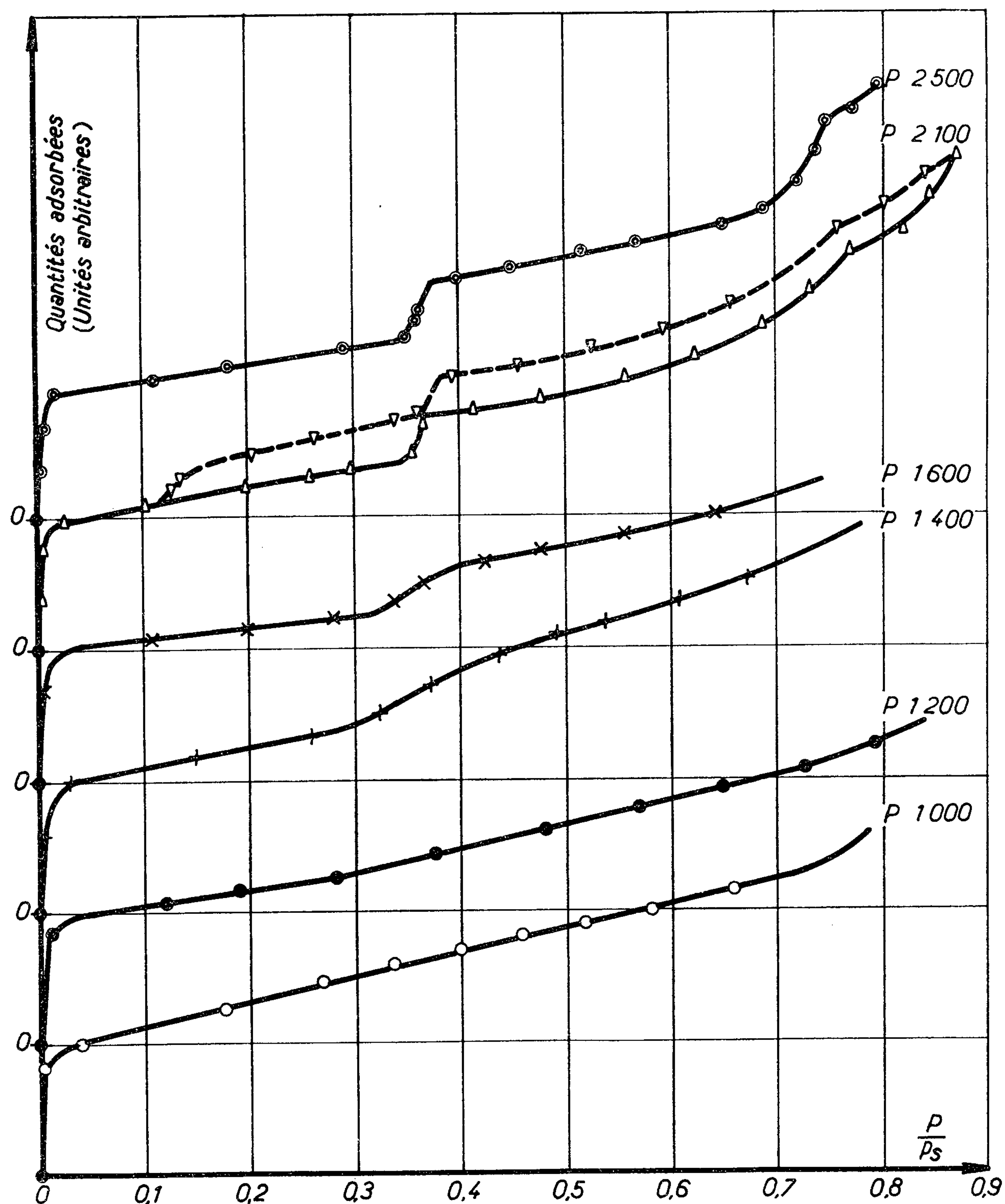
D'autre part, nous avons donné des arguments expérimentaux et théoriques ([1]), ([3]) d'après lesquels cette forme d'isothermes « à marches » constituerait le phénomène général pour de nombreux cristaux lamellaires parmi lesquels le graphite est typique; dans cette sorte de cristaux, un seul type de surface est largement prépondérant et, à l'échelle atomique, cette surface est constituée d'une seule espèce chimique.

Dans la présente Note nous allons montrer comment ce phénomène permet de suivre la transformation progressive, sous l'effet du chauffage, de carbone amorphe en graphite et ainsi, de confirmer d'une façon tout à fait indépendante la distinction qui a été faite par R. E. Franklin ([4]), grâce aux rayons X, entre carbones graphitisables (comme le charbon de polyvinyle) et carbones non graphitisables (comme le charbon de polyvinylidène).

Le mode opératoire a été décrit ([1]) ; il utilise l'adsorption de gaz méthane à —195° C. La figure représente, pour ces conditions, les isothermes d'adsorption sur des charbons obtenus par pyrolyse du chlorure de polyvinyle à des températures comprises entre 1 000 et 2500° C. Pour faciliter la présentation de cette figure, les quantités adsorbées sont ramenées à une même surface B.E.T. d'échantillon; de sorte que le point B de Brunauer, Emmett et Teller correspond à la même ordonnée sur chacune des courbes de cette figure.

Pour l'échantillon préparé à 1 000° C (P 1000), l'isotherme est une courbe sigmoïde classique du type II de Brunauer. A 1200° C, apparaît une cassure dans l'isotherme vers la pression relative $p/p_s = 0,3$. A 1400° C, apparaît entre $p/p_s = 0,3$ et $p/p_s = 0,4$ une discontinuité qui, pour les échantillons préparés à plus haute température, devient de plus en plus abrupte et de plus en plus

haute à mesure que la température de carbonisation augmente. La « marche » se situe à la même pression relative que pour le graphite ([1]).



ISOTHERMES D'ADSORPTION DE METHANE A −195 °C SUR CHARBONS DE POLYVINYLE

A remarquer enfin sur la figure, à titre d'exemple, la courbe en trait pointillé qui représente sur l'échantillon P 2100 l'isotherme de *désorption*; celle-ci manifeste une discontinuité au même endroit que l'isotherme d'adsorption,

comme c'est également le cas pour le graphite ([1]). Il est à noter que l'hystérèse disparaît complètement entre les pressions relatives 0,13 et 0,12 comme pour le graphite ([4]).

Un carbone non graphitisable d'après R. E. Franklin conduit à des observations sensiblement différentes. Nous avons examiné dans les mêmes conditions que précédemment des charbons obtenus par pyrolyse du chlorure de polyvinylidène à 1800, 2100 et 2400°C. L'isotherme ne manifeste de marche nette que sur ce dernier échantillon; encore cette marche n'est-elle pas plus abrupte que sur la courbe P 1400 de la figure.

Ces résultats nous ont incités à examiner des cokes de houille : l'un provient d'une houille de Dourges carbonisée à 1000, 1550 et 1950°C (échantillons D 1000, D 1550 et D 1950), l'autre d'une houille de Faulquemont carbonisée à 1550 et 1950°C (échantillons F 1550 et F 1950). Ces houilles correspondent à des cas extrêmes quant aux propriétés cokéfiantes : Dourges est une houille dite à coke (matières volatiles, M. V. : 25 % ; indice de gonflement, I. G. : 9) et Faulquemont est une houille flambante sèche non cokéfiante (M. V. : 40 % ; I. G. : 1).

Les isothermes d'adsorption des cokes D 1000 et F 1550 sont des sigmoïdes classiques; celles des cokes D 1550 et F 1950 manifestent une cassure comme la courbe P 1200 de la figure. Enfin, l'isotherme de l'échantillon D 1950, semblable à la courbe P 1400 de la figure, montre une « marche » aplatie qui s'étend entre les pressions relatives 0,27 et 0,45. Ainsi, pour une même température de carbonisation, les différences entre les cokes des deux houilles sont nettement sensibles. Il serait intéressant, parallèlement à l'examen aux rayons X, de rechercher systématiquement dans quelle mesure cette méthode originale permettrait de suivre la cokéfaction et d'autre part de caractériser et classer les cokes industriels suivant leurs qualités d'emploi.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

([1]) L. Bonnetain, X. Duval et M. Letort, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1353.

([2]) M. H. Polley, W. D. Schaeffer et W. R. Smith, *J. Phys. Chem.*, 57, 1953, p. 469; J. H. Singleton et G. D. Halsey, *ibid.*, 58, 1954, p. 330.

([3]) L. Bonnetain, X. Duval, M. Letort et P. Souny, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1979.

([4]) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 232; *Proc. Roy. Soc. London*, A 209, 1951, p. 196.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur l'existence d'une déformation plastique du fer au cours de la transformation* $\alpha \rightleftharpoons \gamma$. Note (*) de M. **Pierre Lehr**, présentée par M. Georges Chaudron.

L'existence d'une déformation plastique du fer au cours de la transformation $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ est confirmée par l'étude micrographique. Les caractéristiques de cette déformation sont celles d'un véritable fluage à chaud du métal.

La transformation allotropique $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ s'accompagne d'une variation de volume qui crée des tensions importantes dans le métal. Nous avons signalé, dans une Note précédente [1], que ces contraintes sont suffisantes pour entraîner une véritable déformation plastique des deux phases au cours de la transformation. Cette déformation explique l'irréversibilité des courbes dilatométriques du fer et les modifications très importantes de forme et de dimensions d'éprouvettes au cours de cyclages thermiques autour du point de transformation.

Dans la présente étude, nous nous proposons de confirmer par micrographie l'existence d'une telle déformation et d'en analyser les caractéristiques. Dans ce but, des monocristaux de fer furent préparés par écrouissage critique. Le fer utilisé était un fer industriel, purifié par traitement prolongé sous hydrogène.

Ces éprouvettes monocristallines, dont les faces sont soigneusement dressées et polies électrolytiquement subissent, sous vide, le passage du point de transformation $\alpha \rightarrow \gamma$ au chauffage, puis $\gamma \rightarrow \alpha$ au refroidissement. Après retour à la température ambiante, les éprouvettes sont directement observées au microscope. La surface du métal conserve l'empreinte des joints des cristaux de la phase γ, qui se superpose à celle des grains de la phase α finale. Ceux-ci peuvent être facilement identifiés, car ils correspondent à la structure stable à l'ambiante et sont par suite révélés par attaque après un polissage électrolytique qui efface évidemment l'image de l'ancienne structure γ.

Par observation directe du métal après refroidissement, on constate que la surface a alors perdu sa planéité initiale. Il existe un effet de relief, qui est la conséquence directe de la déformation plastique des deux phases α et γ au cours de la transformation. On constate que cet effet est en relation directe avec la configuration des grains des phases α et γ et correspond en particulier à un basculement des grains (*fig.* 1 et 2).

L'étude micrographique montre que cette déformation plastique présente toutes les caractéristiques d'un véritable fluage à chaud du métal. Au moment de la transformation, le relâchement des contraintes semble en effet s'effectuer, dans les deux phases en présence, suivant deux processus principaux. Ces processus sont d'une part le glissement au sein des grains suivant les plans cristallographiques de glissement (*fig.* 3), d'autre part le glissement suivant les joints intergranulaires (*fig.* 4).

Ce dernier mode de déformation est comme dans le cas du fluage à chaud des métaux [2], [3], [4], particulièrement important étant donnée la haute température où s'opère la déformation. Le glissement au joint peut s'accompagner de la migration du joint.

Un fait important est à signaler : au cours de la déformation des phases α et γ, chaque grain se trouve être soumis à des contraintes différemment

orientées de la part de ses voisins. La déformation interne des grains α et γ est par suite essentiellement hétérogène et entraîne des modifications d'orientation au sein de chaque cristal. D'où la formation de sous-grains,

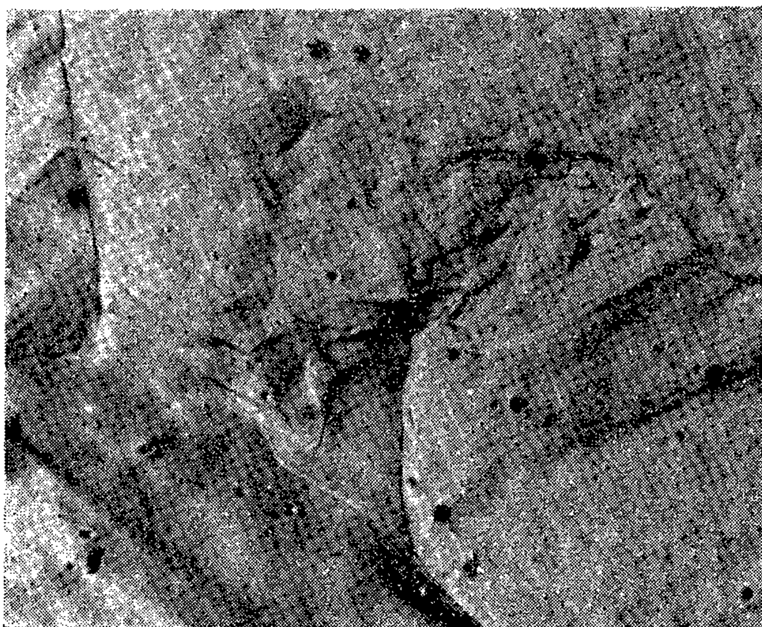


Fig. 1.

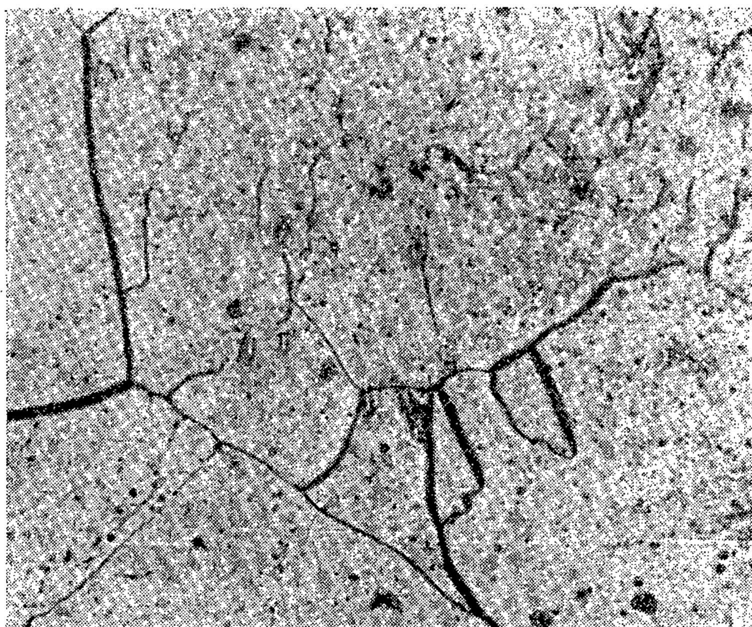


Fig. 2.

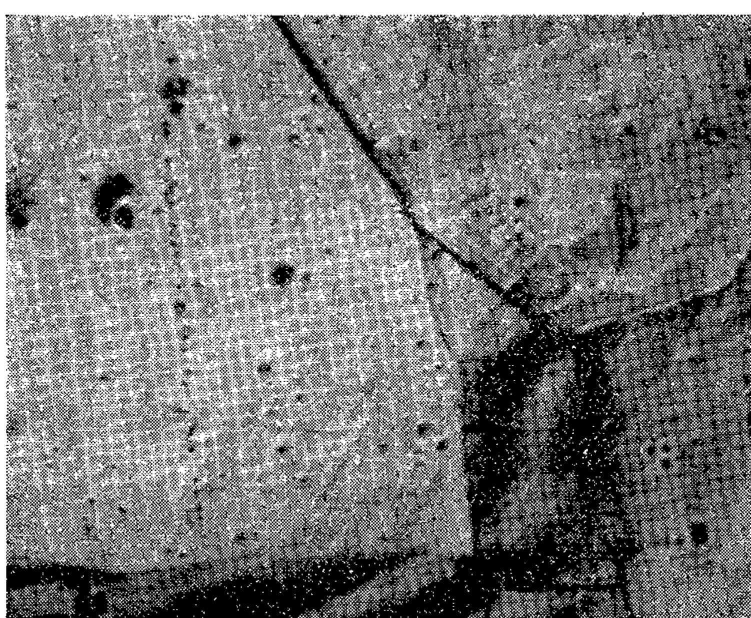


Fig. 3.

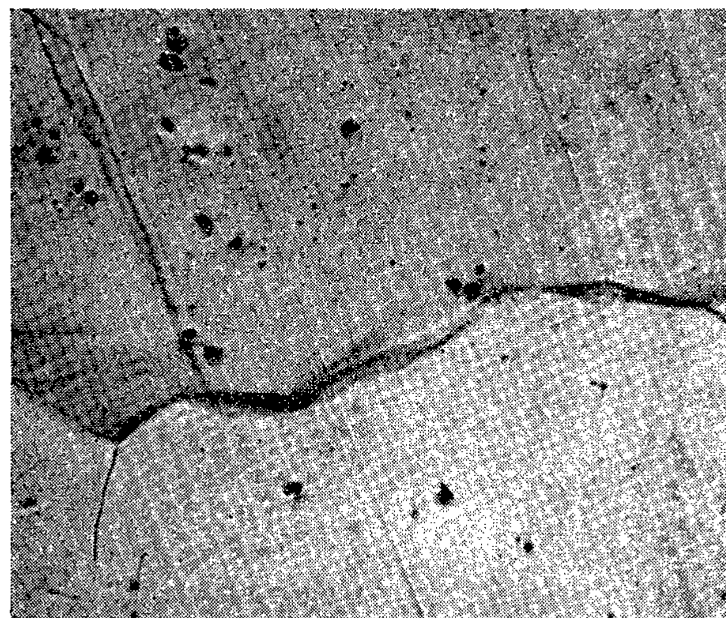


Fig. 4.

Fig. 1 (× 150). — Effet de relief créé par la transformation $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ sur un monocristal α.

Fig. 2 (× 150). — Même plage que figure 1, après polissage électrolytique et attaque révélant les joints et sous-joints de la structure α finale.

Fig. 3 (× 450). — Double système de lignes de glissement au sein d'un cristal α. On notera des migrations très importantes des joints et du point triple.

Fig. 4 (× 300). — Glissement le long du joint de deux grains α, accompagné de légères migrations locales.

dont les limites peuvent être révélées, pour les grains α, par attaque après polissage électrolytique (*fig.* 2). Le tracé de ces sous-joints correspond approximativement aux « vallées » du relief initial existant à l'intérieur des grains.

La formation de ces sous-grains, dont l'existence est également confirmée par la striation des taches de diffraction des rayons X (méthode de Laue)

doit être considérée, comme dans le cas du fluage à chaud des métaux ([5]), ([6]), ([7]), comme la conséquence de la simultanéité des processus de déformation et de recuit.

(*) Séance du 17 décembre 1956.
([1]) P. Lehr, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 151.
([2]) D. Hanson et M. A. Wheeler, *J. Inst. of Metals*, 45, 1931, p. 229.
([3]) R. King, R. W. Cahn et B. Chalmers, *Progress in Metal Physics*, 127, 1949.
([4]) I. S. Servi et N. J. Grant, *J. of Metals*, 1951, p. 917.
([5]) G. Wyon et C. Crussard, *Revue Métal.*, 48, 1951, p. 121.
([6]) H. C. Chang et N. J. Grant, *J. Metals*, juin 1952, p. 619.
([7]) I. S. Servi, J. T. Norton et N. J. Grant, *J. Metals*, sept. 1952, p. 965.

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Étude des polyéthylènes « haute pression » par diffusion de la lumière.* Note de M. **Louis Nicolas**, présentée par M. Jacques Duclaux.

La concordance des masses moléculaires mesurées par diffusion de la lumière dans deux solvants à plusieurs températures montre qu'il ne s'agit pas de masses d'agrégats moléculaires. On déduit en outre de l'étude diverses observations concernant la structure des molécules de haut poids moléculaire.

La distribution des masses moléculaires, étudiée par osmométrie et diffusion de la lumière comparées ([1]), ([2]), paraît extraordinairement étalée dans les polyéthylènes commerciaux « haute pression ». Cela peut s'expliquer par l'intervention de nombreuses réactions de transfert intermoléculaire au cours de la polymérisation. Du reste, les solutions de ces polyéthylènes colmatent des filtres relativement grossiers (pyrex n° 3); filtrées à travers un filtre n° 3, elles colmatent encore un n° 4 et ainsi de suite, ce qui révèle la présence d'une gamme étendue de particules de taille considérable. On peut se demander si ces particules, responsables de la valeur élevée de M_w, sont des molécules isolées ou des agrégats de grosses molécules très ramifiées et peu solvatées.

Pour élucider cette question, nous avons recherché si les masses moléculaires, mesurées par diffusion de la lumière, dans deux solvants différents, et à plusieurs températures dans l'un d'eux, concordent. Les résultats obtenus sur cinq polyéthylènes de même composition chimique (C_nH_{2n}) provenant de deux sources différentes et caractérisés par leur viscosité intrinsèque dans la tétraline à 80°C sont consignés dans le tableau. La figure représente les courbes de : $1/M_w P(\theta) = \underline{\lim}_{c \to 0}[KC/I(\theta)]$ en fonction de $\sin^2\theta/2$, à partir desquelles sont calculés les rayons de giration et les masses moléculaires.

La concordance observée aussi bien pour les rayons de giration que pour les masses moléculaires est très satisfaisante, compte tenu de l'incertitude des mesures qui varie de 10 % pour B_3 à 40 % au moins pour B_1. Étant donnée la

différence de nature des solvants (l'un polaire et l'autre non polaire) et la différence des températures de mesure, cette concordance est un argument en faveur de l'absence d'agrégation moléculaire.

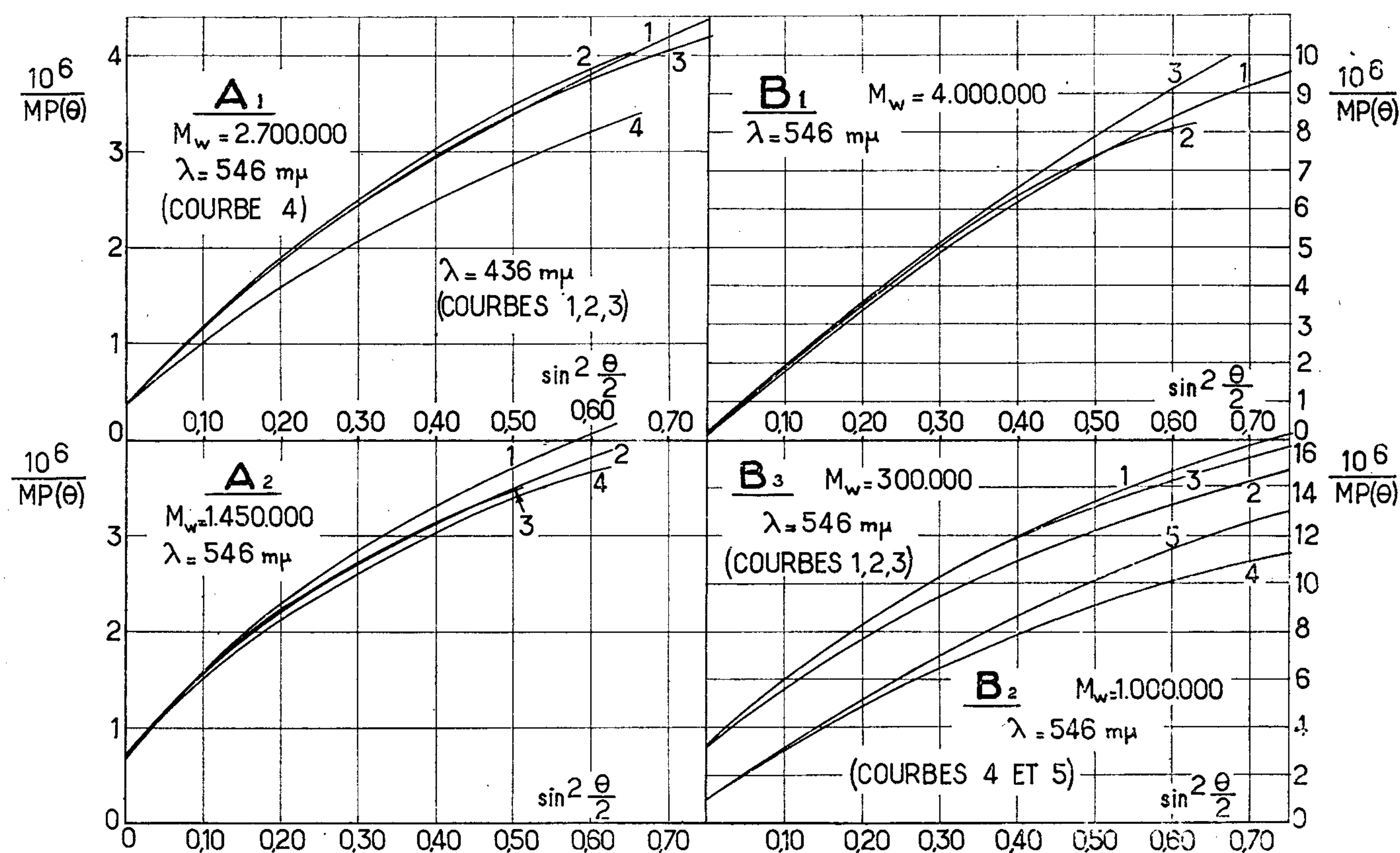
Échantillon.	Solvant.	Température (°C).	Concentrations utilisées (g/l).	λ (mμ).	(a) $\frac{dn}{dC}$.	$10^{-3} M_w$.	Rayon de giration (Å).	(b) $\frac{M_w}{M_n}$ moyen.
A_1 $[\eta]=1,08$ (dl/g)	Tétraline......	80	0,26 à 2,39	436	0,109	2600	1910	88
	»	100	0,36 à 2,23	»	0,106	2700	1950	
	»	120	0,37 à 2,00	»	0,100	2800	1980	
	α-chloro-naphtalène....	125	0,25 à 1,86	546	0,257	2700	2050	
A_2 $[\eta]=0,97$ (dl/g)	Tétraline......	80	0,34 à 1,90	»	0,104	1450	1780	65
	»	»	0,32 à 2,30	»	0,104	1450	1860	
	»	100	0,32 à 2,37	»	0,100	1450	1880	
	»	125	0,30 à 2,28	»	0,094	1520	1930	
	α-chloro-naphtalène....	»	0,18 à 1,05	»	0,257	1450	1740	
B_1 $[\eta]=1,03$ (dl/g)	Tétraline......	125	0,47 à 2,40	»	0,094	3500 à 5000	4300	185
	α-chloro-naphtalène....	»	0,17 à 1,27	»	0,257	3000 à 4500	3700	
B_2 $[\eta]=0,56$ (dl/g)	Tétraline......	80	0,83 à 4,25	»	0,104	1000	2300	114
	α-chloro-naphtalène....	125	0,52 à 2,60	»	0,257	1050	2300	
B_3 $[\eta]=0,345$ (dl/g)	Tétraline......	80	1,05 à 8,6	»	0,104	310	1470	72
	»	125	0,85 à 7,2	»	0,094	315	1460	
	α-chloro-naphtalène....	»	0,66 à 5,32	»	0,257	308	1460	

([a]) Incrément d'indice de réfraction mesuré au réfractomètre de Rayleigh (ml/g). La valeur 0,257 obtenue comme moyenne de 22 mesures concordantes est en contradiction avec celle de Nichols rapportée par Billmeyer ([1]) (0,191).

([b]) M_n a été calculé à partir des courbes de distribution établies par fractionnement. Il est environ les 2/3 de celui calculé par la formule de Harris ([4]).

Les valeurs de M_w/M_n sont énormes et d'ailleurs plus élevées pour les échantillons B que pour les échantillons A. Le rayon de giration est aussi plus élevé, à M_w égal, pour les premiers que pour les derniers. Les courbes $1/P(\theta)$ en fonction de $\sin^2\theta/2$ sont d'autant plus rectilignes (au moins dans leur partie initiale) que M_w est plus élevé et que M_w/M_n est plus grand. Cela indique : 1° que le taux des ramifications à longue chaîne augmente avec la masse moléculaire et avec M_w/M_n; 2° que l'étalement relatif de la distribution z des rayons de giration diminue quand l'étalement de la distribution des masses moléculaires augmente. Nous avons constaté d'autre part, sur nos diagrammes de diffusion, que le deuxième coefficient du viriel, A_2, croît avec l'angle de diffusion. Aux grands angles, sa valeur se rapproche de celle trouvée par mesures

osmotiques. A angle de diffusion nul, il est sensiblement nul : cela signifie que les très grosses molécules, qui diffusent sélectivement la lumière vers l'avant, sont beaucoup plus compactes que les molécules plus petites responsables de la diffusion vers l'arrière, qu'elles sont pratiquement impénétrables aux autres molécules du polymère, et par conséquent peu gonflées par le solvant : elles se comportent comme des particules de microgel.



Courbes de $1/MP(\theta)$ en fonction de $\sin^2\theta/2$ pour différents polyéthylènes.
A_1 : 1. Tétraline 80° C.; 2. Tétraline 100° C.;
3. Tétraline 120° C.; 4. α-chloronaphtalène 125° C.
A_2 : 1. Tétraline 80° C.; 2. Tétraline 100° C.;
3. Tétraline 125° C.; 4. α-chloronaphtalène 125° C.
B_1, B_3, 1. Tétraline 80° C.; 2. Tétraline 125° C.;
3. α-chloronaphtalène 125° C.
B_2 : 4. Tétraline 80° C.; 5. α-chloronaphtalène 125° C.

Nous avons montré ([3]) que le fractionnement des polyéthylènes, ne décèle pas un tel étalement de la distribution des masses moléculaires. Lors de la précipitation ménagée, les grosses particules ne sont pas assez gonflées par le solvant pour s'agglomérer aisément et décanter à une vitesse raisonnable. Au lieu de se concentrer sélectivement dans la fraction de tête, elles se retrouvent comme impuretés dans plusieurs fractions successives où leur présence influence peu $[\eta]$ et M_n. De ce fait, les courbes de distribution obtenues par fractionnement sont infidèles dans la zone des hauts poids moléculaires.

([1]) Billmeyer, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 6118.
([2]) Moore, *J. Polymer. Sc.*, 20, 1956, p. 137.
([3]) Nicolas, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2720.
([4]) Harris, *J. Polymer. Sc.*, 8, 1952, p. 353.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur le système zircone-cassitérite.* Note (*) de MM. **Jochen Stöcker** et **Robert Collongues**, présentée par M. Georges Chaudron.

Les solubilités mutuelles de la zircone et de la cassitérite ont été déterminées jusqu'à 1300°. Le composé intermédiaire métastable ZrO_2SnO_2 a été préparé à l'état amorphe par coprécipitation. Après cristallisation sa structure est orthorhombique.

On sait que la zircone peut former des solutions solides étendues et des phases intermédiaires avec les oxydes des métaux tétravalents, par exemple SiO_2, TiO_2, ThO_2. Nous avons étudié par les diagrammes de rayons X en rayonnement monochromatique et par la dilatométrie le système ZrO_2—SnO_2 qui n'a fait l'objet d'aucune étude récente.

Les échantillons sont préparés à l'état amorphe par coprécipitation par l'ammoniaque des oxydes hydratés à partir de solutions d'oxychlorure de zirconium $ZrOCl_2, 8H_2O$ et de chlorure stanneux $SnCl_2, 2H_2O$. Après séchage, les gels obtenus cristallisent à une température voisine de 450°. La limite des solutions solides est déterminée par mesure précise des paramètres cristallins en utilisant le chlorure de sodium comme étalon.

La solubilité de la zircone dans la cassitérite a été mesurée à 800 et à 1 300°. Nous avons vérifié qu'il ne se produisait pas de vaporisation de l'oxyde SnO_2 à 1 300° : l'échantillon ne subit en effet aucune perte de poids après 8 heures de chauffage à cette température. Le remplacement des ions Sn^{4+} par des ions Zr^{4+} de plus grande dimension ($r_{Sn^{4+}} = 0,65$ Å ; $r_{Zr^{4+}} = 0,80$ Å) provoque une dilatation de la maille de la cassitérite. Les paramètres a et c augmentent depuis $a = 4,725$ KX ; $c = 3,179$ KX) (SnO_2 pur) jusqu'à $a = 4,750$ KX ; $c = 3,195$ KX ($SnO_2 + 20\,\%$ ZrO_2). La solubilité varie très peu avec la température : elle est d'environ 19 % mol ZrO_2 à 800 et 1 300°.

La zircone monoclinique peut dissoudre 10 % de cassitérite à 800°. Par dissolution de la cassitérite quadratique dans la zircone monoclinique, on constate que le paramètre a de la zircone reste sensiblement constant ; b diminue et tend vers a ; c augmente ; l'angle β augmente et se rapproche de 90°.

	a.	*b.*	*c.*	β.
ZrO_2 pure...............	5,137	5,200	5,304	80°48′
$ZrO_2 + 10\,\%\,SnO_2$........	5,140	5,178	5,323	81°09′

Le réseau monoclinique évolue donc vers un réseau quadratique. Cependant, la mise en solution solide de la cassitérite ne provoque pas la stabilisation de la zircone quadratique : il ne nous a pas été possible de conserver par trempe cette forme à la température ordinaire. On constate seulement un abaissement de la température de transformation depuis 1 150° (chauffage)-945° (refroidissement) pour la zircone pure jusqu'à 1 000°-820° environ pour un échantillon contenant 15 mol % de SnO_2.

L'amplitude de la contraction qui accompagne la transformation de la zircone monoclinique en zircone quadratique est maximum pour les échantillons contenant 5 % environ de cassitérite. Elle diminue ensuite rapidement et, pour un échantillon contenant 15 % SnO_2, elle est inférieure à celle de la zircone pure.

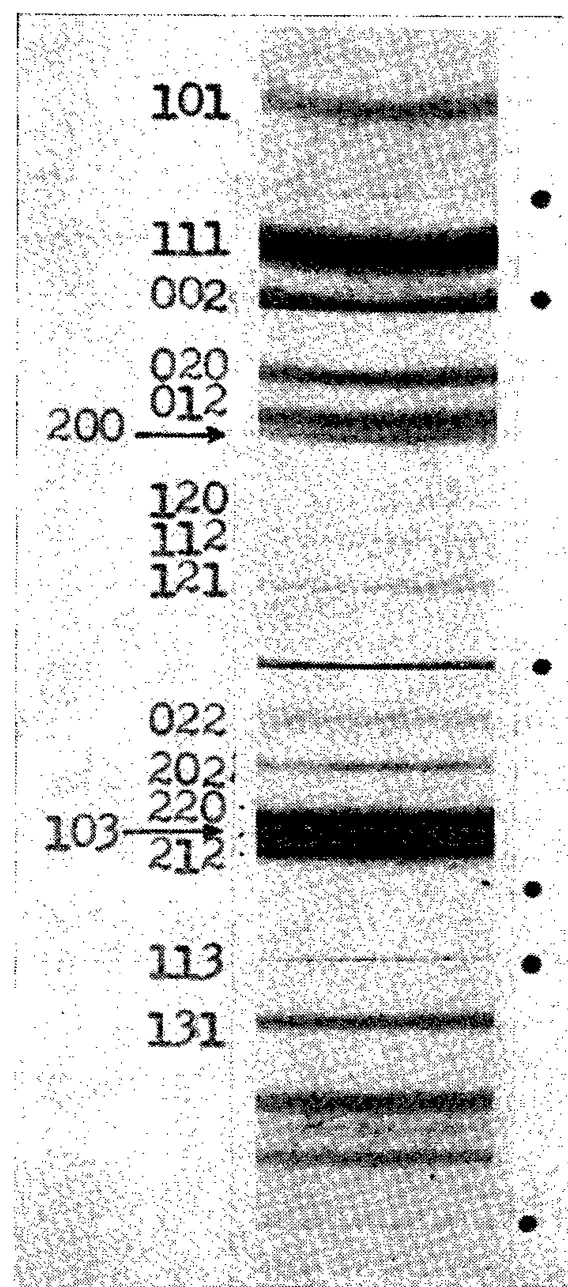


Fig. 1. — Diagramme de Debye-Scherrer (rayonnement monochromatique λk_{α} Co) du composé $ZrO_2.SnO_2$
Les raies de l'étalon NaCl sont marquées par un point.

Enfin, nous avons mis en évidence la formation d'une nouvelle phase. Cette phase apparaît à l'état amorphe dans les produits contenant de 30 à 60 % de cassitérite et se forme seule dans l'échantillon correspondant à un mélange équimoléculaire des deux oxydes. Sa formule doit donc être voisine de $ZrO_2.SnO_2$. Après cristallisation, sa structure est orthorhombique et ses paramètres sont $a = 4,87$ KX; $b = 5,19$ KX; $c = 5,65$ KX. Son diagramme de rayons X (*fig.* 1) est tout à fait analogue à celui du composé ZrO_2TiO_2 ($a = 4,82$ KX; $b = 5,02$ KX; $c = 5,44$ KX (1), (2), (3). Cette phase est métastable : elle n'apparaît plus après chauffage des échantillons à 1 100°, et ne se forme pas à partir des deux oxydes cristallisés.

Nous nous proposons de poursuivre l'étude des phases intermédiaires des

systèmes d'oxydes de type $ZrO_2 - MO_2$, en particulier des phases métastables obtenues par la méthode de coprécipitation.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

(1) WALLAEYS et CHAUDRON, *Colloque National sur la chimie des Hautes Températures*, Paris, 1954.

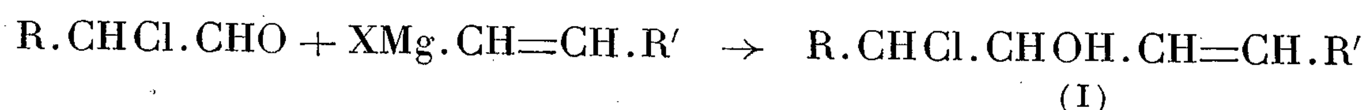
(2) DUWEZ et ODELL, *J. Amer. Cer. Soc.*, 37, 1954, p. 129.

(3) COUGHANOUR, ROTH et DEPROSSE, *J. Research Nat. Bur. Standards*, 52, 1954, p. 35.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Recherches sur les magnésiens vinyliques. Préparation d'époxydes α éthyléniques.* Note (*) de MM. **HENRI NORMANT** et **CORNEL CRISAN**, présentée par M. Marcel Delépine.

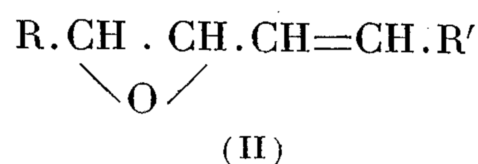
La condensation des magnésiens vinyliques avec les aldéhydes α halogénés fournit des chlorhydrines d'où l'on passe aux époxydes α éthyléniques. Ceux-ci sont facilement transformés en glycols et aminoalcools éthyléniques.

Nous avons déjà montré (1) que les magnésiens vinyliques réagissent sur les aldéhydes α halogénés en donnant les chlorhydrines (I)



Ces dernières peuvent être transformées en époxydes (II) par enlèvement de ClH. Il suffit de traiter les produits bruts obtenus, dilués dans l'éther ou le tétrahydrofuranne, par KOH en poudre ou par NH_2Na pris en léger excès.

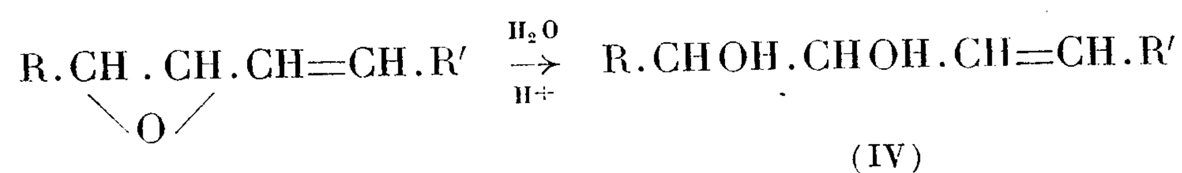
Les isomères dihydrofuranniques (III) n'ont pas pu être mis en évidence de façon certaine. Nous avons ainsi préparé les époxydes suivants :



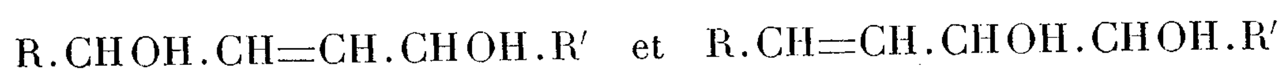
R.	R'.	E_p.	n_D^t.	d_4^t.	Rdt (%).	Analyse (%) C.	H.
C_2H_5	H	108°/735	1,4198/26	0,853/26	50	72,94	10,13
C_2H_5	CH_3	41 /15	1,4398/17	0,861/17	40	75,0	10,88
C_5H_{11}	H	73 /17	1,4373/17	0,846/17	66	77,22	11,07
C_5H_{11}	CH_3	91 /16	1,4474/16	0,853/16	55	77,68	11,75

La grande réactivité des deux fonctions présentes confère à ces composés un vif intérêt. Cependant, en dehors du mono-oxyde du butadiène ($R = R' = H$) ils ont été peu étudiés.

Ils sont hydratés, avec de bons rendements, par SO_4H_2 N/10 en glycols bisecondaires α éthyléniques (IV)



mélanges de stéréoisomères. Ceux-ci ne semblent pas renfermer leurs métamères de transposition allyliques



obtenus à partir des diènes ([2]), car, même si $R' = H$, ils distillent dans un intervalle étroit de température. Au surplus ces derniers glycols

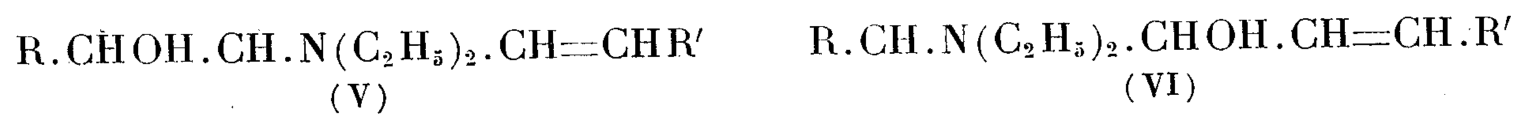
ont été obtenus exempts d'isomères ([3]).

Voici les constantes physiques des portions de cœur.

R.CHOH.CHOH.CH=CH.R'

R.	R'.	E_p (°C).	n_D^t.	d_4^t.	Rdt (%).	Analyse. C%.	Analyse. H%.
C_2H_5	H	100/15	1,4579/22	0,982/22	80	61,98	10,34
C_2H_5	CH_3	112-114/14	1,4621/21	0,957/21	70	65,0	10,28
C_5H_{11}	H	95/0,8 (F 17°)	1,4578/22	0,932/22	63	69,19	11,52
C_5H_{11}	CH_3	108-109/0,7	1,4620/21	0,921/21	58	70,27	11,62

Les amines secondaires réagissent sur ces époxydes en donnant des mélanges d'aminoalcools (V) et (VI)



Leurs constantes diffèrent très peu, en effet, de celles des isomères purs (VI) résultant de l'action des magnésiens vinyliques sur les aminoaldéhydes ou de celles des mélanges obtenus en traitant par $NH(C_2H_5)_2$ les chlorhydrines éthyléniques correspondantes. Toutefois, dans ce dernier cas, il se fait, en outre, des isomères bouillant de 15 à 20° plus haut ([1]).

La transformation des chlorhydrines (I) en aminoalcools ne peut donc pas s'expliquer par le seul mécanisme faisant intervenir l'époxyde intermédiaire.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

([1]) H. Normant et C. Crisan, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1946.

([2]) Ch. Prévost, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 11, 1944, p. 218.

([3]) Ph. Dufay, *Thèse*, Paris, 1953.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Mécanismes et influences structurelles dans la solvolyse de chloro-2 cyclanols trans.* Note (*) de MM. **Max Mousseron, Jean Jullien** et **Hubert Bodot**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'interprétation des données cinétiques proposée ([1]) permet d'aborder les questions de mécanismes, influences structurelles et effet de solvant. On montre et interprète le rôle des fonctions alcool tertiaires dans la participation, plus importantes que les secondaires, la diminution des vitesses avec la teneur en eau du solvant, la diminution des vitesses en passant des dérivés cyclopentaniques aux cyclohexaniques.

Le passage par l'époxyde, déjà mis en évidence ([1]) rend possibles deux sortes d'étapes lentes : 1° une ionisation unimoléculaire lente (SN_1) suivie de la formation rapide d'époxyde; 2° une formation lente d'époxyde (SNi), l'hydroxyle « participant » au départ du chlore.

Les résultats expérimentaux nous orientent vers le second mécanisme d'après les considérations suivantes.

Les vitesses de solvolyse des chlorures de cyclohexyle et de cyclopentyle correspondent à des évaluations limites supérieures aux vitesses unimoléculaires de solvolyse de ces halogénures. Il a été confirmé qu'ils présentent une tendance au mécanisme SN_1 légèrement plus prononcée que Br-iPr. Le test de Bateman et Hugues ([2]) qui donne la séquence Br-Me 3,26, Br-Et 2,17, Br-iPr 1,63, Br-tBut 1,0 conduit aux valeurs Br-C_6H_{11} 1,47 et Br-C_5H_{10} 1,55.

Par ailleurs l'intervention en 2, d'un substituant hydroxyle, attracteur d'électrons, doit encore diminuer la vitesse des chlorhydrines *trans* correspondantes au cas où celles-ci procéderaient par un mécanisme SN_1. Une évaluation limite inférieure de ce facteur de réduction peut être déduite de la comparaison des vitesses du chloro-1 méthyl-1 cyclohexane et du chloro-1 méthyl-1 cyclohexanol-2 *trans* : facteur 24,1. En effet le caractère tertiaire des substituants Cl rend le processus SN_1 exclusif pour l'halogénure et probablement plus important pour la chlorhydrine que pour son homologue non méthylé.

Les considérations précédentes concernant la limite supérieure de la vitesse SN_1 des halogénures et la limite inférieure du facteur de décélération introduit par la substitution OH, permettent d'avancer que si la déshalogénation des chlorhydrines *trans* dépendait d'un processus SN_1, les vitesses seraient largement inférieures à celles des halogénures. Comme elles sont du même ordre de grandeur (facteur 0,58 en C_6 et facteur 0,17 en C_5, lorsque la fonction alcool est secondaire) on est conduit à admettre un effet d'assistance de l'hydroxyle pour justifier l'accélération ainsi dégagée. Cette accélération est encore plus importante lorsque la fonction alcool est tertiaire : facteur 27 en C_6 et 7,3 en C_5.

Ces accélérations impliquent donc une participation de la fonction hydroxyle dans l'étape lente du départ du chlore. Cet état de transition étant admis, l'influence du solvant et de la structure se justifie simplement.

1° Un solvant moins aqueux, donc moins ionisant, entraîne une diminution de vitesse, en accord avec le caractère polaire partiel de l'état de transition qui correspond à une création de charge.

2° La diminution des vitesses, voisines pour les chlorhydrines en C_6 et C_5 non substituées (42,6 et 50,7), est aussi sensiblement la même pour les chlorhydrines méthylées (10,3 et 10,9); elle est approximativement indépendante de la structure cyclique et dépend principalement du caractère secondaire ou tertiaire de la fonction alcool.

3° Ce même caractère tertiaire des fonctions alcools entraîne une accélération importante par rapport aux alcools secondaires (46 et 43 dans le solvant à 50 % H_2O; 20 environ dans le solvant à 20 %). Cette accélération semble liée à la basicité plus élevée des alcools tertiaires.

4° Les vitesses des dérivés cyclopentaniques sont dans tous les cas supérieures à celles des dérivés cyclohexaniques : k_5/k_6, halogénures 16,2, chlorhydrines (alcools secondaires) 4,7, chlorhydrines (alcools tertiaires) 4,4. Ces résultats se rattachent à la réactivité générale des cycles à cinq et six éléments dont deux interprétations ont été données ([3]), ([4]).

Les accélérations dues à la participation sont plus faibles en C_5 qu'en C_6, en accord ainsi avec la géométrie des molécules, la structure cyclohexanique plissée permettant une opposition complète entre le chlore et l'hydroxyle.

Solvolyse des chloro-2 alcools trans. Effet de solvants et influences structurelles.

	k en mn^{-1} ($t = 100°,0$).		$\frac{k_{50}}{k_{20}}$.
	diox. « 50 H_2O ».	diox. « 20 H_2O ».	
Cl-2 cyclohexanol trans.........	212.10^{-6}	$4,98.10^{-6}$	42,6
Me—1Cl-2 cyclohexanol trans...	9 850 »	956 »	10,3
Cl cyclohexane................	364 »	7,48 »	48,7
Cl-2 cyclopentanol trans.......	$101 10^{-5}$	$1,99 10^{-5}$	50,7
Me—1Cl-2 cyclopentanol trans...	4 310 »	395 »	10,9
Cl cyclopentane...............	589 »	11,4 »	47,8

(*) Séance du 26 novembre 1956.

([1]) M. Mousseron, J. Jullien et H. Bodot, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1880.

([2]) *Chem. Soc.*, 1940, p. 942.

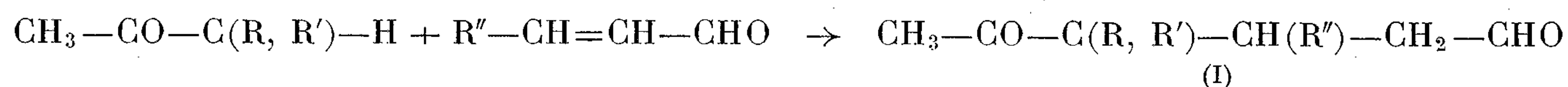
([3]) H. C. Brown, R. S. Fletcher, R. B. Johannesen, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 212; H. C. Brown et M. Borkowsky, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 1894.

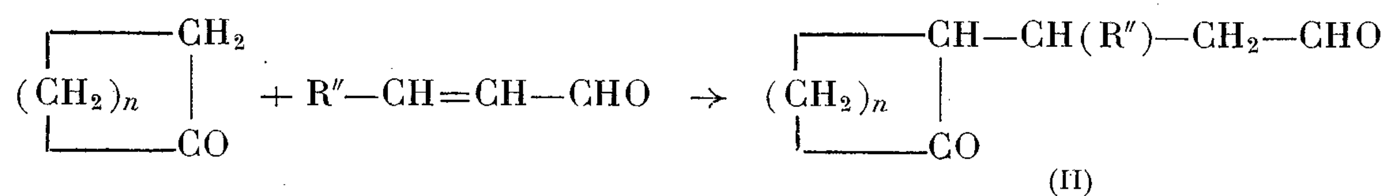
([4]) M. Mousseron, J. Jullien et P. Fauché, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 408.

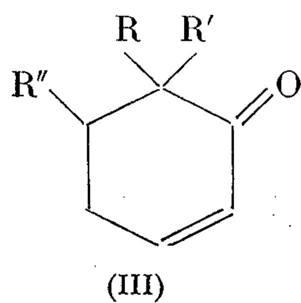
CHIMIE ORGANIQUE. — *Réaction d'addition de Michael entre aldéhydes α-éthyléniques et cétones saturées.* Note de MM. **Jean Colonge, Jacques Dreux** et **Michel Thiers**, présentée par M. Marcel Delépine.

La condensation entre aldéhydes α-éthyléniques et cétones saturées peut conduire, dans certaines conditions, à des aldéhydes δ-cétoniques déshydratables ultérieurement en cyclohexènones pour les termes purement aliphatiques.

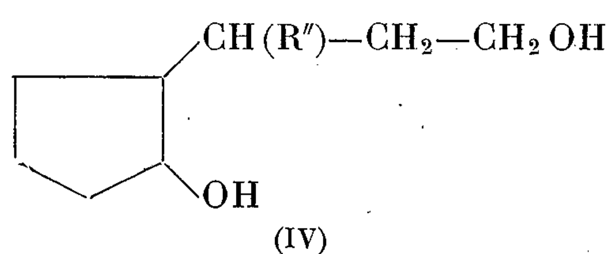
Dans une précédente Note ([1]) nous avons montré que la condensation entre aldéhydes α-éthyléniques et méthylcétones aliphatiques saturées pouvait donner des cyclohexènones (III) résultant de la cyclodéshydratation de δ-céto-aldéhydes formés eux-mêmes par une réaction d'addition de Michael. Cette Note concerne l'isolement, la description et les propriétés de ces aldéhydes δ-cétoniques aliphatiques (I) ou cyclaniques (II).



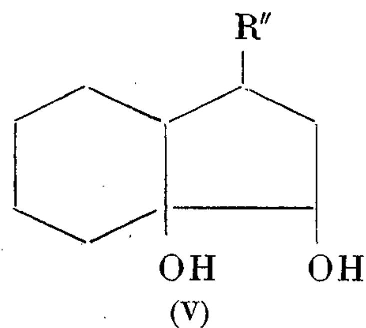




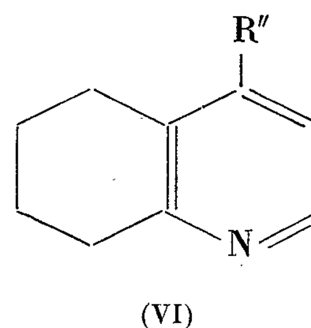
(III)



(IV)



(V)



(VI)

Procédé. — On fait tomber, goutte à goutte, 0,5 mole d'aldéhyde α-éthylénique dans 2 moles de cétone additionnés de 5 à 10 ml de solution méthylique 3,5 N de méthylate de sodium, la masse réactionnelle étant maintenue constamment au-dessous de 0°. Après neutralisation et les traitements habituels, on rectifie. Tous les produits obtenus sont des liquides. Les résultats sont consignés dans le tableau ci-après.

Les δ-cétoaldéhydes (I) sont déshydratables en cyclohexènones (III) dont certaines ont déjà été décrites ([1]).

Produits obtenus.	Formule brute.	Rdt (%).	É/mm.	Dérivés cristallisés (F).	
Diméthyl-3.4 hexanone-5 al.	$C_8H_{14}O_2$	60	94- 98°/15	Di-semicarbazone	280°
Éthyl.4 hexanone-5 al......	$C_8H_{14}O_2$	12	90- 95°/17	Di-dinitrophényl-hydrazone	203
Diméthyl-4.4 hexanone-5 al.	$C_8H_{14}O_2$	10	89- 94°/24	»	214
Méthyl-3 éthyl-4 hexanone-5 al..............	$C_9H_{16}O_2$	25	104-106°/14	»	172
Triméthyl-3.4.4 hexanone-5 al..............	$C_9H_{16}O_2$	18	105-115°/27	»	186
(Cyclopentylone-2′)-3 propanal..................	$C_8H_{12}O_2$	10	129°/20	Mono-semicarbazone	232
(Cyclopentylone-2′)-3 butanal..................	$C_9H_{14}O_2$	13	130-135°/17	»	252
(Cyclohexylone-2′)-3 propanal..................	$C_9H_{14}O_2$	20	141°/22	–	–
(Cyclohexylone-2′)-3 butanal..................	$C_{10}H_{16}O_2$	21	108-111°/4	Mono-semicarbazone	207°

L'hydrogénation des cétoaldéhydes (I) conduit à des *δ-glycols*; celle des cétoaldéhydes (II, $n = 3$) fournit des *δ-glycols primaires-tertiaires* (IV), tandis que celle des cétoaldéhydes (II, $n = 4$) donne des *α-glycols secondaires-tertiaires bicycliques* (V). Ce comportement des composés δ-dicarbonylés à cycles d'ordre 6 vis-à-vis des réducteurs peut être rapproché de celui des δ-dicétones dérivées de cyclohexanones que nous avons déjà signalé ([2]).

Enfin, les cétoaldéhydes (II, $n = 4$) sont transformés en *tétrahydro*-5.6.7.8 *quinoléines* (VI) par chauffage avec de l'acide acétique et de l'acétate d'ammonium.

(Cyclopentylol-2′)-3 *butanol*-1 $C_9H_{18}O_2$ (IV, $R'' = CH_3$). — Liquide visqueux, $É_{18}$ 145-146°; *diester p-nitrobenzoïque* F 133°.

Dihydroxy-1.8 *hexahydro*-4.5.6.7.8.9 *indane* $C_9H_{16}O_2$ (V, $R'' = H$). — L'hydrogénation catalytique du (cyclohexylone-2′)-3 propanal donne deux glycols isomères. Forme *a*, solide, F 95°, $É_{15}$ 130°; *diester p-nitrobenzoïque*, F 64°. Forme *b*, liquide visqueux, $É_{15}$ 160°; *diester p-nitrobenzoïque*, F 88°.

Tétrahydro-5.6.7.8 *quinoléine*. — Liquide, $É_{13}$ 100°; *picrate*, F 156°, en accord avec Braun et Lemke ([3]).

Méthyl-4 *tétrahydro*-5.6.7.8 *quinoléine* ou *tétrahydrolépidine*. — Liquide, $É_{15}$ 125°; *picrate*, F 177°, en accord avec Tchitchibabine et Barkowsky ([4]).

([1]) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1425.
([2]) *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1237.
([3]) *Ann. Chem.*, 478, 1930, p. 192.
([4]) *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 915.

MINÉRALOGIE — *Propriétés et synthèse d'un oxvde hydraté d'uranium et de calcium de Shinkolobwé, Katanga.* Note de M. **Jean Protas**, transmise pa. M. Charles Mauguin.

Au cours d'une étude générale des conditions de formation des oxydes hydratés naturels d'uranium, nous avons obtenu un corps renfermant uranium et calcium, et présentant de fortes analogies avec la becquerelite et la billiétiter Ces deux espèces minérales ont fait l'objet de nombreuses publications ([1]) à ([6]) et ont suscité quelques controverses. Récemment Frondel et Cuttitta les ont redéfinies : becquerelite $7 UO_3 11 H_2O$, billiétite $BaO 6 UO_3 11 H_2O$, isostructuraux, orthorhombiques (Pmma).

Nous nous sommes aperçus que tous les échantillons de becquerelite du Katanga, en notre possession, étaient en réalité identiques à notre produit de synthèse. Il en fut de même pour les becquerelites existant au Musée du Congo Belge à Tervuren, spécimens que nous avons pu examiner, grâce à M. Cahen, Conservateur du Musée.

Nous allons donc exposer brièvement les propriétés de ce minéral, sans insister sur le faciès, les descriptions de la becquerelite ([1]), ([4]), ([6]) lui convenant parfaitement.

Propriétés physiques. — Cristaux de couleur jaune ambré, prismes orthorhombiques allongés suivant [010], taille atteignant parfois plusieurs millimètres. Clivage parfait suivant (001), net suivant (010).

Orthorhombique :

$$a = 13,86\ \text{Å} \pm 0,03,$$
$$b = 12,42\ \text{Å} \pm 0,03,$$
$$c = 14,96\ \text{Å} \pm 0,03, \qquad Z = 4.$$

Les diagrammes de Debye-Scherrer des produits naturel et artificiel sont identiques (d en Å) :

I. Oxyde hydraté d'uranium et de calcium naturel, Shinkolobwé, Katanga, spécimen G.

II. Oxyde hydraté d'uranium et de calcium synthétique.

La densité est de $5,12 \pm 0,02$ pour le minéral, et de $5,10 \pm 0,02$ pour le produit de synthèse.

Optiquement, le minéral est biaxe négatif, avec $2V = 32° \pm 3°$. Extinction droite, allongement positif, pléochroïque. Les indices de réfraction sont : $n_p = 1,725$ (incolore), $n_m = 1,815$ (jaune), $n_g = 1,825$ (jaune).

I.	II.	I.	II.
7,54 FF	7,48 FF	–	3,10 f
6,59 mf	6,59 mf	2,97 mf	2,97 mf
6,22 mf	6,22 mf	2,86 mf	2,85 mf
6,05 mf	6,05 mf	–	2,67 f
5,81 mf	5,81 mf	2,58 m	2,58 m
–	4,78 ff	2,55 mf	2,54 mf
4,71 mf	4,71 mf	–	2,49 ff
–	4,40 f	–	2,45 f
–	4,05 f	2,40 mf	2,38 mf
–	3,92 f	2,31 m	2,31 m
–	3,84 f	–	2,25 f
3,74 m	3,73 m	2,22 f	2,21 f
–	3,61 f	–	2,12 f
3,55 F.FF	3,55 F.FF	2,07 mf	2,07 mf
3,47 m	3,46 m	2,04 mf	2,04 mf
3,40 m	3,39 m	2,02 f	2,02 f
3,21 F.FF	3,20 F.FF	2,00 m	2,00 m
3,15 mF	3,14 mF	–	–

Propriétés chimiques. — Les résultats des analyses chimiques sont les suivants :

1. Oxyde hydraté d'uranium et de calcium, Shinkolobwé, Katanga, spécimen G. (Prise : 160 mg).
2. Oxyde hydraté d'uranium et de calcium synthétique. (Prise : 190 mg).
3. Composition théorique pour $CaO\ 6UO_3\ 11\ H_2O$.

	1.	2.	3.
H_2O	10,16	10,39	10,04
CaO	2,78	2,73	2,84
UO_3	86,57	87,14	87,11
	99,51	100,26	100,00

Nous pouvons donc attribuer à ce minéral la formule : $CaO\ 6UO_3\ 11H_2O$. C'est l'homologue calcique de la billiétite : $BaO\ 6UO_3\ 11H_2O$.

La comparaison des courbes thermopondérales et d'analyse thermique différentielle, permet de définir deux départs d'eau, l'un à 160°, l'autre à 360°.

Synthèses. — 1° Chauffer à 180° en tube scellé, 30 cm³ d'une solution aqueuse d'acétate d'uranyle (1 mM) et d'acétate de calcium (1 mM). Après 24 h, il se forme un produit pulvérulent, jaune, présentant tous les caractères de l'oxyde hydraté d'uranium et de calcium.

2° Dissoudre dans 120 cm³ d'eau, 4 mM d'acétate d'uranium et 4 mM d'acétate de calcium. Porter à l'ébullition avec réfrigérant ascendant. Il apparaît rapidement un produit jaune analogue au minéral. L'addition d'un excès d'acétate de calcium augmente le rendement de la réaction sans modifier la composition du produit.

Conclusion. — Notre produit de synthèse et les quelque vingt échantillons de « becquerelite » examinés, sont identiques tant du point de vue cristallographique, que chimique. Leur composition répond à la formule $CaO\,6UO_3\,11H_2O$, analogue à celle de la billiétite $BaO\,6UO_3\,11H_2O$. Aussi faudrait-il reconsidérer la composition $7UO_3\,11H_2O$ attribuée ordinairement à la becquerelite.

(1) J. W. FRONDEL et F. CUTTITTA, *Amer. Mineral.*, 38, 1953, p. 1019-1024.
(2) A. SCHOEP, *Comptes rendus*, 174, 1922, p. 1240.
(3) A. SCHOEP, *Bull. Soc. franç. Minér.*, 47, 1924, p. 147-157.
(4) A. SCHOEP et S. STRADIOT, *Amer. Mineral.*, 33, 1948, p. 503-507.
(5) J. F. VAES, *Bull. Soc. Géol. Belg.*, 70, 1947, p. 212-225.
(6) J. F. VAES, *Bull. Soc. Géol. Belg.*, 72, 1949, p. 237-248.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Étude cinématographique de la croissance des cristaux de titane β à l'aide du microscope électronique à émission.* Note (*) de Mme **MICHELINE SOREL-STERNBERG** et M. **ROBERT ARNAL**, présentée par M. Louis de Broglie.

La croissance des cristaux métalliques peut être observée d'une manière continue à l'aide du microscope électronique à émission et, pour étudier d'une manière plus précise le mouvement, nous avons réalisé l'enregistrement cinématographique du phénomène.

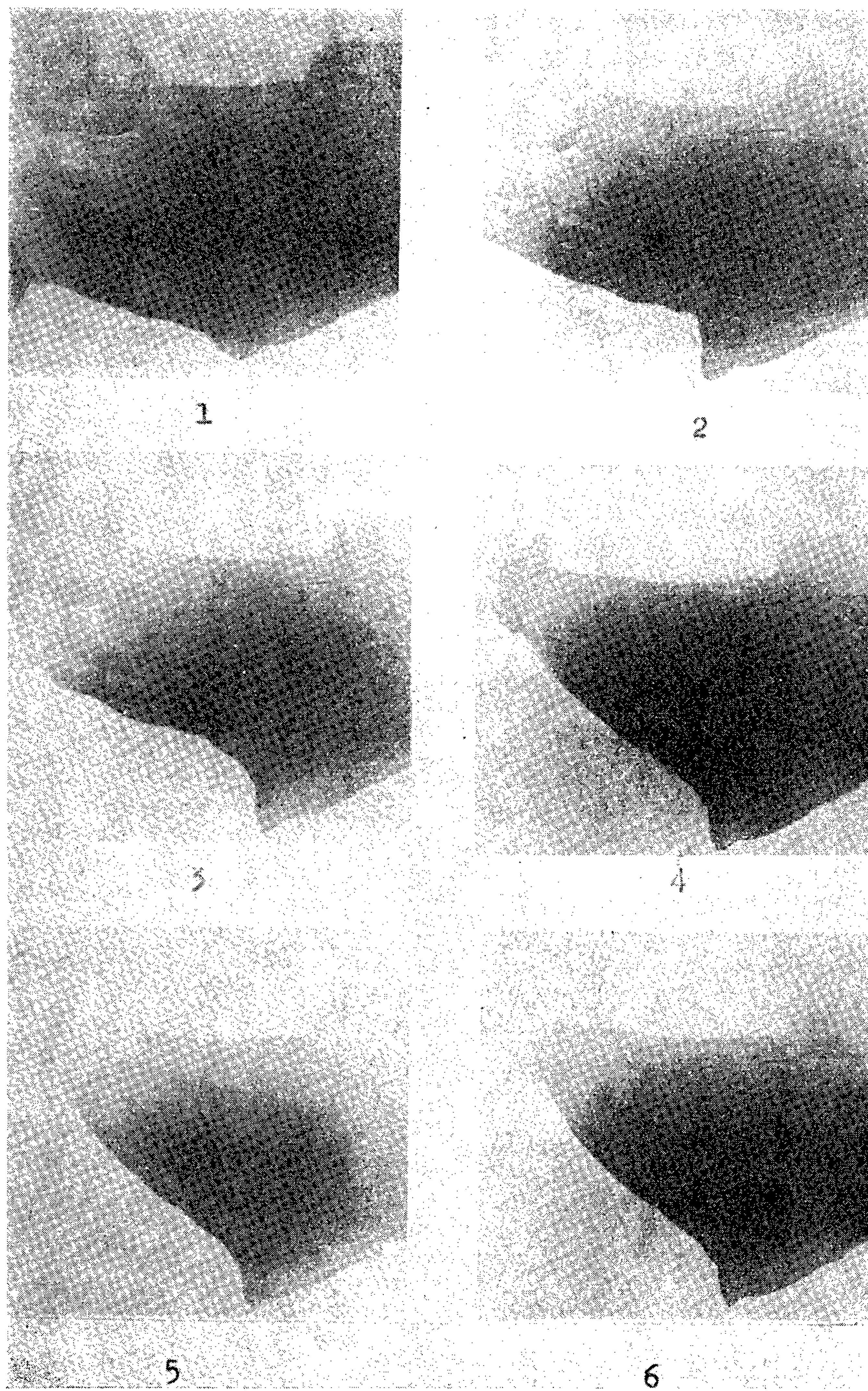
Quand l'épaisseur de l'échantillon est supérieure au diamètre moyen des cristaux, la croissance ou la disparition d'un cristal interne conduit à des réarrangements en surface, si bien que l'on n'observe que des effets secondaires dont l'origine n'est pas visible. D'autre part, on connaît bien la forme des bulles d'une mousse de savon et l'on sait que l'équilibre entre les bulles se fait par le jeu des tensions superficielles; si nous nous plaçons dans le cas bidimensionnel pour les cristaux, nous pouvons ainsi comparer les deux phénomènes et voir si la croissance des cristaux métalliques s'effectue suivant la même loi.

Dans ce travail, le microscope à émission n'est pas utilisé comme un outil de multiplication, mais comme un outil permettant l'observation continue des frontières cristallines à haute température.

Nous avons donc choisi un faible grossissement : 30 fois, lorsque l'écran est situé à 70 cm; l'épaisseur de l'échantillon est de 0,2 à 0,3 mm. Dans ces conditions, il est possible de voir de nombreux cristaux dont le diamètre est supérieur à l'épaisseur de l'échantillon.

L'écran fluorescent a été filmé à la cadence rigoureusement constante de deux vues par seconde. Pendant la projection, la croissance est observée avec une accélération de dix fois environ. L'intensité lumineuse est mesurée avec un photomultiplicateur et les variations étendues de luminosité sont

compensées par un diaphragme régulé à la main. La température est mesurée par un thermocouple chromel-alumel directement soudé sur l'échantillon.



Photographies extraites d'un film 16 mm, prises de 2 en 2 s. (× 40 environ).

Après avoir essayé de nombreux métaux, le titane (vers 1100°) s'est révélé être le matériau le mieux adapté à notre méthode d'observation parce que la croissance des cristaux de titane est la plus rapide.

Nous avons pu ainsi suivre les différentes sortes de recristallisations. En quelques secondes, la température de l'échantillon est élevée à 1100°; la recristallisation primaire est terminée 30 s après, environ. La croissance des cristaux se poursuit ensuite pendant quelques minutes; cette dernière reproduit exactement le modèle des bulles de savon : les frontières intercristallines se déplacent vers leur centre de courbure jusqu'à ce qu'un premier état d'équilibre dû à des inclusions s'établisse. Puis, il apparaît la croissance préférentielle d'une face, quand on poursuit le chauffage à température constante.

La technique du film montre avec évidence que la force déterminante de ce processus n'est plus l'énergie superficielle; en effet si l'on observe un cristal secondaire particulier, on voit très visiblement des bourgeonnements à la frontière qui ne peuvent se produire sans une augmentation de l'énergie superficielle. Mais cette migration est suffisamment lente pour que la zone frontière moyenne, où la croissance se produit, conserve l'équilibre dû aux tensions superficielles si bien que les frontières se déplacent vers leurs centres de courbure et la forme générale des cristaux est identique à celles des bulles de savon. Quand cette croissance est terminée au bout d'un quart d'heure environ, l'échantillon est refroidi en dessous de la température de transformation $\beta \rightarrow \alpha$ (880°), puis rechauffé à 1100°, température des observations initiales; bien que le métal soit passé en phase α, on retrouve la forme des cristaux β.

Mais nous avons observé une nouvelle forme de croissance : la frontière se déplace à l'opposé de son centre de courbure d'une manière quatre à cinq fois plus rapide que dans le cas précédent. Comme l'indique la succession de photographies extraites du film et prises de 2 en 2 s. Ce phénomène indique que ce traitement thermique a introduit une contrainte dans les cristaux β. Généralement, l'échantillon évolue vers l'état de cristal unique : on a donc ainsi un moyen simple d'obtenir des cristaux sous forme β à haute température. Cette croissance induite par contrainte apparaît semblable à celle signalée, à basse température, sur l'aluminium, par C. Crussard.

Cette technique d'observation et d'enregistrement de la croissance des cristaux permet de distinguer entre l'action de l'énergie libre superficielle et l'effet des contraintes, elle donne aussi une mesure précise de la vitesse de croissance à température constante.

(*) Séance du 12 novembre 1956.

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Étude des paramètres des grenats.* Note de MM. **Félix Bertaut** et **Francis Forrat**, transmise par M. Charles Mauguin.

Les paramètres des grenats ferrimagnétiques $A_3Fe_5O_{12}$ (A = terres rares et Y) illustrent remarquablement la contraction des lanthanides. Les paramètres de ces grenats ainsi que des grenats silicates $A_3B_2Si_3O_{12}$ (A = Mg, Fe, Mn, Ca; B = Al, Fe) peuvent être représentés par des combinaisons linéaires des rayons atomiques des constituants.

Nous avons étudié les paramètres des grenats ferrimagnétiques [1] $A_3Fe_5O_{12}$, formés par la combinaison de Fe_2O_3 avec les sesquioxydes des terres rares et de l'yttrium. Le groupe des grenats est $O_h^{10}-Ia3d$ (Fe en $16a$; Fe en $24d$; A en $24c$; O en $96h$).

Les ions trivalents La^{3+}, Ce^{3+}, Pr^{3+}, Nd^{3+} sont trop grands pour former des grenats avec le fer, mais peuvent entrer dans des solutions solides de grenats. C'est ainsi que $(Nd_{0,5}Y_{0,5})_3Fe_5O_{12}$ existe. Le paramètre $a = 12{,}60$ Å du grenat hypothétique $Nd_3Fe_5O_{12}$ a été extrapolé à partir des valeurs connues des paramètres de $Y_3Fe_5O_{12}$ et de $(Nd_{0,5}Y_{0,5})_3Fe_5O_{12}$. Les valeurs des paramètres des composés $A_3Fe_5O_{12}$ (estimées précises à $\pm 0{,}004$ Å près), ainsi que leurs densités D_x et poids moléculaires sont résumés dans le tableau I.

Tableau I.

Paramètres des grenats $A_3Fe_5O_{12}$.

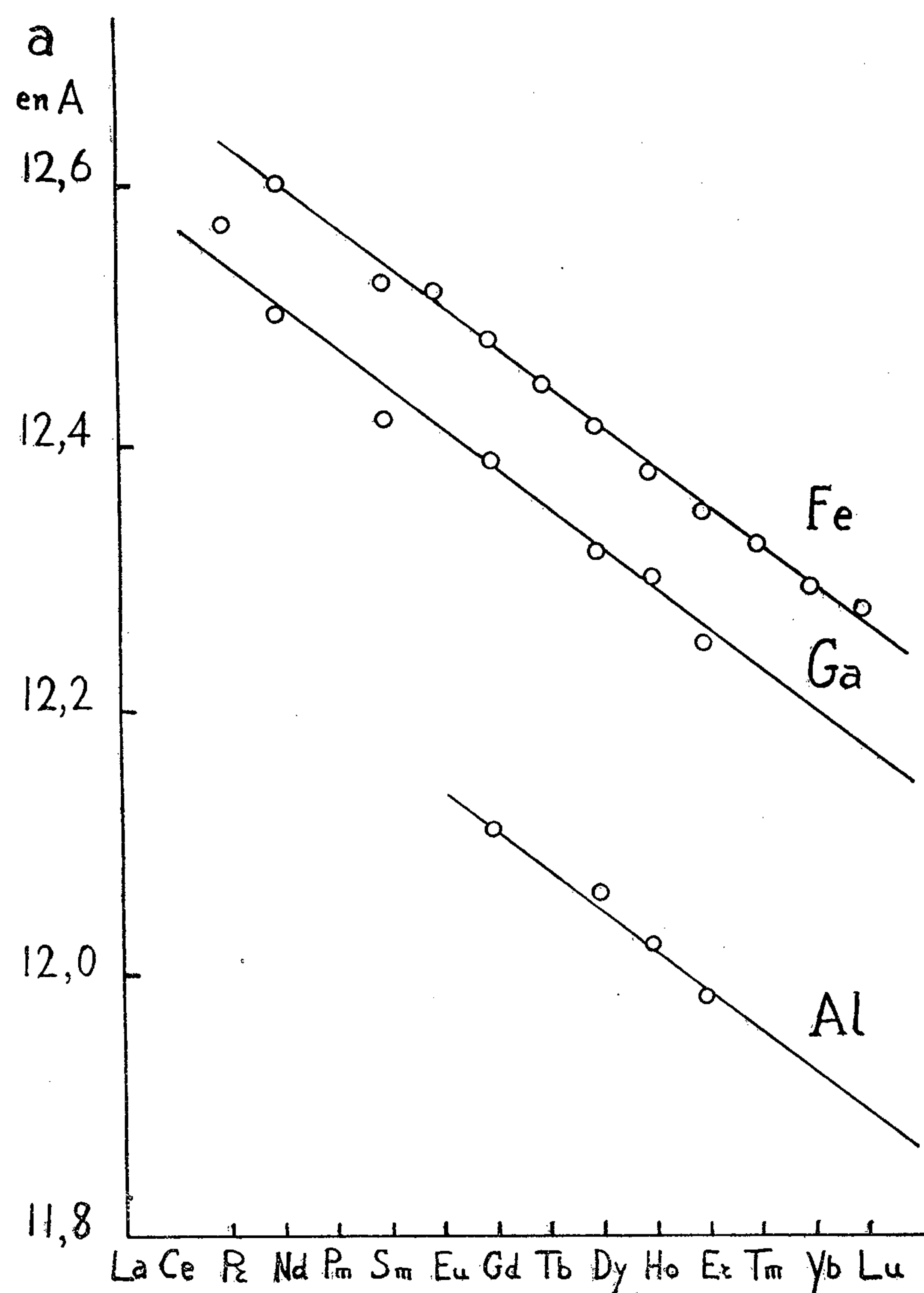
	Nd.	Pm.	Sm.	Eu.	Gd.	Tb.	Dy.
a (Å)	(12,60)	(12,57)	12,524	12,518	12,479	12,447	12,414
Poids mol. (g)	–	–	922,54	927,25	941,95	948,85	958,63
D_x (g/ml)	–	–	6,235	6,276	6,436	6,533	6,653

	Ho.	Er.	Tm.	Yb.	Lu.	Y.	$Nd_{0,5}Y_{0,5}$
a (Å)	12,380	12,349	12,325	12,291	12,277	12,376	12,490
Poids mol. (g)	966,07	972,85	979,45	990,37	996,22	738,01	821,04
D_x (g/ml)	6,760	6,859	6,946	7,082	7,148	5,169	5,595

Les points expérimentaux des paramètres en fonction du nombre atomique Z (Z = 57 pour La et Z = 71 pour Lu) sont très proches d'une droite. Nous avons complété le graphique par le tracé des droites correspondant aux paramètres des grenats d'aluminium et de gallium, étudiés antérieurement [2]. La précision de ces dernières mesures n'est que de $\pm 0{,}015$ Å. Mais les droites moyennes tracées à travers les points expérimentaux sont sensiblement parallèles [3]. La figure illustre bien la « contraction des lanthanides », déjà signalée par Goldschmidt [4]. On admet généralement [5] que les rayons ioniques et atomiques sont représentés par une expression de la forme

$$r = \frac{C(n)}{Z - s}. \tag{1}$$

Ici $C(n)$ est une constante ne dépendant que du nombre quantique principal n, Z est le nombre atomique et s une constante d'écran. La contraction des lanthanides s'explique alors par la constance de $C(n)$ (correspondant au remplissage de la couche interne $4f$) et par le fait que la constante d'écran s croît



Paramètres des grenats $A_3B_5O_{12}$ (A = terre rare et Y; B = Fe, Ga, Al).

moins rapidement que le nombre atomique Z quand on passe de La à Lu. En utilisant les constantes d'écran semi-empiriques de Slater ([6]) et la relation (1), nous trouvons que les rayons ioniques des terres rares décroissent de $r(La^{3+}) = 1,49$ Å à $r(Lu^{3+}) = 1,25$ Å. L'accord avec les rayons conventionnels de Goldschmidt [($r(La^{3+}) = 1,22$ Å; $r(Lu^{3+}) = 0,99$ Å] est tout au plus qualitatif, mais il est assez remarquable que le simple modèle de Slater rende compte de la variation relative des rayons qui est de 0,23 Å.

De la décroissance presque linéaire et du parallélisme des droites $a(Z)$ du graphique on déduit qu'en première approximation le paramètre des grenats $A_3B_5O_{12}$ (A = terre rare et Y; B = Fe, Ga, Al) peut être représenté par une

combinaison linéaire des rayons atomiques

(2) $$a = xr(\mathrm{o}) + yr(\mathrm{B}) + zr(\mathrm{A}).$$

Avec les rayons ioniques du tableau II [qui sont très voisins des rayons conventionnels de Goldschmidt pour la coordination 6 ([7])] et en adoptant les valeurs $x = 6{,}166$; $y = 3{,}69$; $z = 1{,}683$, tous les points expérimentaux du tableau I et du graphique sont représentés par la relation (2), aux erreurs de mesure près. La relation (2) n'est pas nouvelle. Ce n'est qu'une autre manière d'exprimer la règle de Vegard. Elle est cependant intéressante, car elle permet inversement la détermination des rayons ioniques par interpolation sans nécessiter la connaissance de distances interatomiques ou de la structure.

TABLEAU II.

Rayons ioniques ([7]) *dans les grenats* $A_3B_5O_{12}$ *et* $A_3B_2Si_3O_{12}$.

Ions A *trivalents* (*terres rares*).

Nd.......	1,18	Tb.......	1,09	Tm.......	1,02
Sm.......	$1{,}13_6$	Dy.......	1,07	Yb.......	1,00
Eu.......	$1{,}13_3$	Ho.......	1,05	Lu.......	0,99
Gd.......	1,11	Er.......	$1{,}03_3$	Y.......	1,05

Ions A *bivalents.*		*Ions* B *trivalents.*	
Mg............	0,78	Al............	0,57
Fe............	0,84	Ga............	$0{,}64_2$
Mn............	0,90	Fe............	0,67
Ca............	1,08		

Une relation linéaire analogue existe pour les grenats silicates $A_3B_2Si_3O_{12}$ ($A = Mg^{2+}$, Fe^{2+}, Mn^{2+}, Ca^{2+}; $B = Al^{3+}$, Fe^{3+}). Nous trouvons que la relation

(3) $$a = 9{,}223 + 1{,}407\, r(\mathrm{A}) + 1{,}964\, r(\mathrm{B})$$

détermine les paramètres des grenats silicates à 0,01 Å près. Nous avons vérifié la relation (3) sur 24 grenats analysés par Levin ([8]). De telles relations ainsi que l'étude des coefficients qui y interviennent en fonction du nombre d'atomes, de leur coordination et valence, nous paraissent utiles.

Toutes les substances décrites ont été préparées par Mlle Mœsch, selon un procédé mis au point par les auteurs (décomposition des nitrates). L'étude magnétique a été faite par R. Pauthenet [*cf.* ([1])].

([1]) L. NEEL, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 8; F. BERTAUT et F. FORRAT, *ibid.*, 242, 1956, p. 382; F. BERTAUT, F. FORRAT, A. HERPIN et P. MERIEL, *ibid.*, 243, 1956, p. 898; R. PAUTHENET, *ibid.*, 242, 1956, p. 1859; 243, 1956, p. 1499 et 1737; R. ALÉONARD, J. C. BARBIER et R. PAUTHENET, *ibid.*, 242, 1956, p. 2531.

([2]) F. BERTAUT et F. FORRAT, *Comptes rendus*, 233, 1956, p. 1219.

([3]) Ho et Y ayant pratiquement le même rayon, on a représenté le paramètre de $Y_3Al_5O_{12}$ et de $Y_3Ga_5O_{12}$ au lieu de ceux des composés correspondants de Ho.

([4]) *Skr. Norske Vidensk. Akad. Kl.*, 1925, 7.

([5]) L. Pauling, *The Nature of the Chemical Bond*, Cornell University press, 1948.

([6]) *Phys. Rev.*, 36, 1930, p. 57.

([7]) Les rayons pour une coordination 8 s'en déduisent en multipliant par 1,03. Les relations (2) et (3) ne sont pas très sensibles à cet effet, une multiplication par 1,03 de $r(A)$ se traduisant par une diminution correspondante du coefficient de $r(A)$.

([8]) *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 61, 1950, p. 519; cf. *Structure Reports*, 13, 1950, p. 365.

GÉOLOGIE. — *Extension du Kimméridgien marin dans les Asturies depuis Ribadesella jusqu'à Gijon.* Note de MM. **Gonzague Dubar** et **René Mouterde**, transmise par M. Gaston Delépine.

La puissante série d'abord conglomératique et gréseuse puis schisto-gréseuse, connue déjà à Ribadesella, s'étend jusqu'à Gijon; son attribution au Kimméridgien est confirmée par la découverte à Ribadesella d'*Aulacostephanus* cf *eudoxus* d'Orb. et par la présence dans tout ce domaine de nombreuses *Exogyra virgula* Defr. ainsi que de deux faunes de Trigonies.

Le Kimméridgien des Asturies a été décrit pour la première fois par l'un de nous (G. D.) en 1925 aux environs de Ribadesella. Au-dessus du Lias, une épaisse série détritique gréseuse et marnogréseuse, jusqu'à cette date rattachée au Lias, débutait par des poudingues et contenait dans sa partie supérieure *Aspidoceras longispinum* Sow. (détermination P. Pruvost), *Exogyra virgula* Defr. et une faune de Trigonies. Les poudingues de San Lorenzo, près de Gijon, étaient supposés de même âge. Cette dernière conclusion a été discutée par les géologues espagnols. De son côté, Heriberto Karrenberg ([1]) met en doute la portée de la découverte de Ribadesella; sa carte (*Pl. II*) attribue au Wealdien cette importante série détritique de Gijon à Ribadesella en l'assimilant au Wealdien cantabrique; d'après lui, dans cette formation continentale et saumâtre au Sud du bassin des Asturies, s'intercaleraient des formations marines au Nord près de la côte [bancs à Trigonies indéterminées de Ribadesella et de Villaverde, portlandiens (?) selon lui].

Nous avons parcouru presque entièrement cette vaste série détritique, avec lignites, sur la côte de Gijon à Colunga, puis — au-delà des affleurements primaires de Berbès — de la Vega jusqu'à 1,5 km à l'Est de Ribadesella. L'étude détaillée des falaises confirme que, malgré les variations de faciès, ces formations attribuées au Wealdien appartiennent au Jurassique supérieur. On peut y distinguer schématiquement la succession suivante :

1° *Une série* inférieure essentiellement détritique, à tonalité d'ensemble *rouge ou brune*. Son épaisseur peut atteindre ou dépasser une centaine de mètres; sa composition est très variable : grès tendres rougeâtres ou

gris brun, marnes gréseuses rougeâtres ou violacées, parfois bigarrées de vert. Vers la base on connaît des conglomérats quartzeux continus ou dispersés dans la série gréseuse; ils sont assez réduits à Ribadesella, absents à Colunga, mais largement développés à Lastres, Rodiles et Tazones. Ils atteignent 50 à 60 m d'épaisseur à la plage de la Ñora où ils s'enfoncent vers l'Est sous les séries suivantes; vers l'Ouest, leur base recouvre le Lias moyen de la plage de Serin, à 4 km à l'Est de Gijon. Sur cette plage localement les conglomérats contiennent des galets de calcaire liasique.

2° *Une série* moyenne peu épaisse, marnogréseuse, où les teintes verdâtres dominent; elle est formée de grès fins en bancs, tantôt assez compacts, tantôt marneux et très tendres. Nous y avons recueilli des débris de végétaux et des dents de *Lepidotus* à Tazones, des écailles de Ganoïdes, des dents et des os de Reptiles à l'Ouest de Ribadesella. Dans la grande baie à 4 km à l'Ouest de cette ville, la partie supérieure montre des conglomérats multicolores intraformationnels qui forment des talus autour de « récifs » des grès verts inférieurs. Au-dessus des conglomérats, les derniers bancs de grès verts contiennent des lumachelles de petits Lamellibranches.

3° *Une série noire* marnogréseuse, très épaisse (atteignant 200 m au moins) qui contient sur toute sa hauteur des fossiles marins. On peut y distinguer, à la base, *un ensemble plus schisteux*, noir ou bleu foncé, très net à l'Est (Ribadesella et environs, Lastres) et au-dessus *un ensemble plus gréseux*, donnant des bancs épais souvent à patine jaune; ces grès semblent plus développés à l'Ouest où ils envahissent une partie de l'ensemble schisteux noir inférieur (Cap de Lastres, Tazones, Arenal de Aranzon).

Exogyra virgula Defr. est présente dans toute cette troisième série, depuis ses affleurements les plus occidentaux jusqu'à Ribadesella. Dès la base elle forme des lumachelles associées à d'abondantes Huîtres et Exogyres non costées; elles sont accompagnées dans l'ensemble schisteux par toute une faune d'autres petits Lamellibranches et des Gastéropodes. L'ensemble gréseux montre en outre des formes plus grandes dont les coquilles épaisses et blanchâtres tranchent sur le fond noir de la roche : grande *Cyprina*, *Corbis rathieriana* (Cotteau), *C. formosa* Contej., *Gervillia kimmeridgiensis* d'Orb., *Isognomon bayani* P. de Lor.... Les plus remarquables sont les Trigonies. Celles-ci forment des bancs, sans doute lenticulaires, avec deux faunes successives — l'inférieure de Trigonies clavellées, surtout *Tr. cf. alina* Contej. et formes voisines, avec *Tr.* sp. aff. *boidini* P. de Lor., *Tr.* cf *monilifera* Ag. — la supérieure, plus riche, où domine *Tr. variegata* Credn., *Tr. oviedensis* Lyc., *Tr. monilifera* Ag., *Tr.* cf *juddiana* Lyc. On observe leur succession au Sud-Est du Cap de Lastres. Au Nord-Ouest de Tazones, cette succession se retrouve, mais n'est que probable à cause des failles.

Jusqu'ici, seules les falaises à l'Est de Ribadesella ont fourni des Ammonites. Dans la deuxième baie à l'Est de cette ville, *Aspidoceras longispinum* (Sow.) a été recueilli (G. D.) (²) dans des bancs gréseux à 20 m au-dessus du niveau à *Trigonia oviedensis* Lyc. sans qu'il soit possible à cause des accidents nombreux dans ce secteur, de préciser sa distance à la base de la série; un niveau à *Trigonia* cf. *alina* Cont. existe de l'autre côté de la baie. Au pied Est de l'Atalaya, *Aulacostephanus* cf. *eudoxus* (d'Orb.) a été trouvé R. M.), associé à d'autres Ammonites plus petites, et à *Exogyra virgula* Def., dans les bancs schistogréseux intercalés dans des marnes à *Septaria*; celles-ci sont superposées à l'ensemble gréseux (deuxième niveau de la série noire n° 3) qui forme le relief principal de l'Atalaya.

Enfin, du sommet de l'Atalaya, on aperçoit plongeant vers la mer au-dessus du banc à *Aulacostephanus*, des couches schistogréseuses noires d'environ 60 m d'épaisseur, plus difficilement accessibles.

Les deux Ammonites précisent l'âge de ces formations. Dans la succession des faunes kimméridgiennes, on admet en France qu'*Aspidoceras longispinum* et *Aulacostephanus eudoxus* caractérisent le sommet du Kimméridgien; nous serions ici au niveau des « argiles de Châtillon » du Boulonnais. La présence d'abondantes *Exogyra virgula* va dans le même sens, car ce fossile kimméridgien ne dépasse pas dans le Boulonnais, les premiers bancs du « Grès de la Crèche » à *Gravesia portlandica* (Portlandien inférieur). Toute notre troisième série se range donc sans hésitation dans le Kimméridgien; en l'absence d'autres données paléontologiques, nous y rangerons provisoirement aussi les première et deuxième séries. Seules les couches schistogréseuses terminales de l'Atalaya pourraient appartenir au Portlandien. De toutes façons, les dernières couches connues sont franchement marines et aucun indice de régression n'annonce l'établissement d'un faciès lagunocontinental de type purbeckien ou wealdien.

(¹) HERIBERTO KARRENBERG, *Publicat. extranj. s. Geo. de España*, 3, 1946, p. 105-237, 4 pl. traduction d'un original allemand, Berlin, 1934.
(²) G. DUBAR, *Mém. Soc. Géol. du Nord*, 9, 1925, p. 252-255.

GÉOMORPHOLOGIE. — *Sur les sols polygonaux du Chott Djerid (Tunisie).*
Note de M. **PIERRE BELLAIR**, transmise par M. Pierre Pruvost.

On a souvent signalé des apparences de sols polygonaux dans les zones d'épandages désertiques. Au chott Djerid, ils sont liés à la présence d'une dalle imperméable à faible profondeur, formée de sel compact au-dessus de laquelle existe un sol ameubli par l'eau. L'analogie avec le *tjäle* arctique est évidente. Ainsi est soulignée l'identité des conditions de genèse de ces phénomènes dans des climats très différents.

Indépendamment des habituelles craquelures de desséchement cou-

rantes dans les zones d'épandages des régions désertiques, on a fréquemment signalé des « sols polygonaux » dans les déserts africains ou américains, dont les caractéristiques se rapprochent plus ou moins de celles des sols polygonaux polaires. Ainsi, dans les sebkhras d'Afrique du Nord, on observe parfois des polygones dont la taille est de l'ordre du mètre, limités par une muraille de sels et non une fissure. Cette disposition est très manifeste au chott Djerid, vers El Mensoff. Elle persiste même lorsque le chott est recouvert d'une pellicule d'eau de faible épaisseur, et qu'intervient par conséquent une dissolution du sel superficiel. Les polygones sont irréguliers, mais toujours bordés par des lames salines de quelques centimètres de haut, disposées verticalement. Les bords des polygones sont plus compacts que le centre, toujours mou et légèrement déprimé, comme s'il y avait expulsion centrifuge des sels qui donnent au sol sa rigidité.

Ces polygones semblent temporaires, s'atténuant jusqu'à devenir invisibles à certaines périodes (été), mais ils se reforment suivant la même disposition au début de la période humide.

Malgré l'irrégularité plus grande, on peut comparer ces sols aux sols polygonaux de la haute montagne ou des régions polaires. La taille est analogue, de même que certains détails qui ne se retrouvent pas dans les fentes de dessiccation, comme le tracé rectiligne des côtés, le caractère dressé des éléments compacts, la tendance à l'hexagone, l'inexistence des subdivisions de deuxième ordre.

La possibilité d'une genèse analogue pour les deux catégories de phénomènes n'est pourtant pas évidente, surtout si on admet comme cause première des sols polygonaux polaires ou montagnards des courants de convection dus à la présence en profondeur du *tjäle* froid (= zone du sol perpétuellement gelée). Mais on sait que cette théorie des courants de convection n'a pas la faveur unanime des savants qui ont étudié la question. De toutes façons, les sols polygonaux polaires et montagnards sont liés à la présence du tjäle qui se comporte comme une dalle imperméable à faible profondeur (quelques décimètres). Or, dans les régions du chott Djerid où un phénomène comparable s'observe, il y a également une dalle à faible profondeur, formée de sel compact, imperméable tant qu'elle n'est pas dissoute. Lorsqu'il pleut sur le chott, la zone superficielle se ramollit, comme elle se ramollit par dégel dans les régions froides. Mais la quantité d'eau est en général insuffisante pour dissoudre la dalle qui subsiste en profondeur et il n'y a dissolution du sel que sur quelques décimètres. Ainsi s'explique le fait que les polygones apparaissent à la période humide. Il n'est pas impossible qu'ils s'installent, au moins partiellement, sur un réseau de fentes de retrait de période sèche, comme dans certains cas les sols polygonaux polaires sont liés à certaines fissures de retrait antérieures.

Dans les deux cas, donc, existe une disposition analogue, bien que

d'origine différente : glace d'un côté, sel soluble de l'autre, et cette disposition est liée directement à l'apparition du phénomène. Les polygones du chott sont toutefois moins bien formés, leur durée de vie est limitée à une saison, on n'observe pas de cercles de pierres, faute du matériel adéquat. Les lames salines bordières en tiennent lieu, redressées à la verticale par un processus mécanique auquel s'ajoute une croissance secondaire suivant un phénomène analogue à celui des *pipe krakes*, excroissances de glace des sols gelés. Il peut, de plus, y avoir un effet de vent, qui en projetant de l'eau salée fait croître plus vite les murailles perpendiculaires à la direction du vent.

Les conditions estivales sont peu propices à la conservation de telles structures à la surface du chott : la déflation est très importante, agit sur les éléments fragiles que sont les lamelles bordières, le dessèchement est intense, les variations thermiques fortes. Les parties centrales des polygones, molles tant que l'eau existe, s'indurent, et la différence de comportement entre centres et bords cesse; mais, à la moindre pluie, le phénomène réapparaît par ramollissement du centre peu salé et dissolution imparfaite des bords, à condition que l'évaporation ne soit pas trop rapide, ce qui ne se produit qu'en hiver. C'est vers mars-avril que les polygones atteignent leur développement maximum. Il y a bien des chances pour que la disparition estivale soit toutefois seulement virtuelle et que les polygones se forment sur l'emplacement même de ceux de l'année précédente.

On connaît un autre exemple où les conditions arctiques sont comparables à celles des sebkhras des déserts chauds : c'est le *naled* russe, source où l'eau gèle au fur et à mesure qu'elle sort, l'ensemble ayant l'aspect d'un dôme au sommet duquel sourd l'eau liquide. Les sources sahariennes présentent souvent un aspect analogue dû aux sels qui se déposent et colmatent le sable amené par le vent et temporairement fixé par l'humidité. Mais là, le phénomène n'étant pas limité par la disparition périodique de la cause principale, le système prend une grande ampleur, à l'inverse de ce qui se passe pour les sols polygonaux. La comparaison montre toutefois que là encore, les sels solubles jouent le rôle de l'eau solide dans les pays froids. Dans un cas il s'agit de dissolution, dans l'autre d'une fusion de l'agent principal, mais les conséquences sont très comparables. De même que le *naled* russe montre le phénomène embryonnaire qu'on observe dans certaines sources sahariennes, de même les sols polygonaux observés dans le chott Djerid, et sans doute ceux signalés ailleurs, sont des stades infantiles et imparfaits par rapport à ceux que l'on observe dans les pays froids.

OCÉANOGRAPHIE. — *Sur quelques sables des fonds de* 1 850 *à* 4 270 m *de la Méditerranée*. Note de M^{lle} **Solange Duplaix** et M. **André Cailleux**, présentée par M. Louis Fage.

Les sables dragués par 1 850 et 4 270 m de fond indiquent des apports plus ou moins locaux et proches. Des apports de sables sahariens semblent exclus des sondages étudiés.

Poursuivant notre étude des récoltes de l'expédition suédoise des Grandes Profondeurs, 1947-1948, dirigée par le Professeur Hans Pettersson ([1]), nous avons étudié des carottes prélevées en Méditerranée. Elles présentent des alternances de lits volcaniques et de lits de sable, ou de sablon ([2]). Pour ces derniers un problème se posait : s'expliquent-ils par des apports proches, des terres bordières, ou bien faut-il invoquer des apports plus lointains, par exemple du Sahara, par le vent ?

A mi-chemin entre l'embouchure du Nil et Chypre, par 2 500 m de fond, la carotte 187, entre 755 et 756 cm de profondeur, présente, parmi ses rares quartz de 350 μ, des grains émoussés-luisants très typiques, du type de ceux usés sur une plage. Mais tous les autres sables récoltés entre ce point et le point 35°41′ N, 21° 51′ E, profondeur 4 270 m, au large de la Sicile, montrent, parmi leurs quartz de 10 à 250 μ, 98 à 99 % de grains non usés. Ceci exclut un apport à partir des sables de Palestine ([3]) et des Ergs sahariens où le pourcentage des grains non usés est compris seulement entre 20 et 80 %.

Les minéraux lourds, par leur variété d'une carotte à l'autre, et souvent aussi d'un niveau à l'autre d'une même carotte, indiquent plusieurs origines possibles. Mais des dominantes apparaissent, dans le groupe oriental, du Sud de Chypre au Sud de la Crète; l'augite, l'amphibole et l'hypersthène peuvent provenir des éruptions de Santorin ou des roches volcaniques des Cyclades ou du Dodécanèse. L'augite et l'amphibole se rencontrent aussi dans les sédiments du Nil. Les autres minéraux de ces carottes s'observent dans les roches de Crète (tourmaline, épidote, chloritoïde), des Cyclades (andalousite, staurotide, disthène), et également dans l'apport du Nil, mais celui-ci fournit en outre un peu de sillimanite, que nous n'avons pas trouvée dans nos carottes.

Au Sud de la Crète, la carotte 194, par 3 000 m, entre des niveaux volcaniques, montre, en plus des minéraux banaux, de la glaucophane et du chloritoïde connus du Nil et de Crète, et des fragments de micaschistes connus de Crète et des Cyclades.

A l'Ouest de la Crète, les deux carottes 195 et 196 sont aussi à glaucophane, chloritoïde et micaschiste; mais elles sont les seules à montrer

de la riébeckite et de la crossite et, dans un niveau, de l'ægyrine, tous minéraux indiquant un apport particulier de roches sodiques.

La carotte sicilienne 198, outre l'apport volcanique très abondant et très explicable, montre des minéraux originaires de granites et de roches métamorphiques, dont une rareté, la lawsonite, qui n'est encore connue que des Appennins du Sud.

En Méditerranée occidentale, au large d'Alger et de Bougie, les sables de carottes diffèrent profondément des sables des Ergs sahariens en ce qu'ils comprennent beaucoup plus de roches, schistes, micaschistes, grès. quartzites, gneiss, granites et minéraux divers; et, parmi les quartz, vers 200 μ, les grains émoussés sont rares, alors que dans les sables sahariens, ils sont très fréquents. L'apport saharien exclu, reste possible celui de l'Algérie du Nord. De fait, dans les carottes 04 et 08, au large d'Alger, parmi les rares quartz de 400 à 600 μ, on trouve 8 à 44 % de grains ronds-mats, usés par le vent, et 0 à 32 % d'émoussés-luisants, usés dans l'eau. Les uns et les autres sont connus, entre autres, des plages et des dunes littorales d'Algérie; les ronds-mats sont très abondants (90 %) dans les grès de Numidie et dans le Miocène.

D'un forage à l'autre et d'un niveau à l'autre, les minéraux lourds sont les mêmes, mais leurs proportions varient. Les minéraux de métamorphisme sont rares, sauf le grenat et quelquefois l'andalousite. Dans les carottes 04 (37° 00′ N, 3° 11′ E, profondeur 2 417 m) et 10 (37° 35′ N, 4° 35′ E, profondeur 2 810 m) dominent les apports du granite (zircon).

Une carotte prélevée également au large de Bougie et étudiée par Jacques Bourcart ([4]) avait déjà montré la prédominance des éléments granitiques (zircon, rutile, anatase).

Dans les carottes 06 (37° 00′ N, 30° 00′ E, profondeur 2 620 m), 07 (37° 03′ N) 3° 21′ E, profondeur 2 315) et 08 (37° 09′ N, 3° 11′ E, profondeur 2 710 m) on trouve surtout des amphiboles, épidotes et pyroxènes monocliniques. Le sondage 06 montre en outre des fragments de quartzite, de schiste, micaschiste, grès, gneiss et granite, toutes roches connues sur le littoral algérien voisin et à ses abords.

Près des Baléares, dans la carotte 19, par 1850 m, dominent les quartz non usés (99 %); il s'y mêle des ronds-mats rares (1 %), mais très nets, comme sur la terre ferme, aux environs de Barcelone, où l'un de nous a montré qu'ils sont remaniés du Trias ([5]).

Un peu plus au Nord, dans la carotte 18, par 2 680 m, la présence de glaucophane pourrait indiquer un apport de Corse, où la glaucophane est signalée des schistes lustrés.

En résumé, dans tous les sables examinés, de l'Est à l'Ouest de la Méditerranée, on ne voit pas de preuve d'apport du Sahara par le vent,

mais au contraire, en sus des projections volcaniques, un matériel qui peut provenir, en général, de terres émergées plus ou moins voisines.

(1) S. Duplaix et A. Cailleux, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1964; *Med. Oceano. Inst. Göteborg*, B, 6, 5, 1952.
(2) Au sens de Jacques Bourcart, dimension 0,15-0,02 mm.
(3) A. Cailleux, *Bull. Inst. Égypte*, 31, 1949, p. 177-180.
(4) J. Bourcart, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 738.
(5) A. Cailleux, *Publ. Inst. Géol. Miscel. Almera*, Barcelone, 1945, p. 65-78.

CLIMATOLOGIE. — *Sur la climatologie de Kerguelen.*

Note de M. **Robert Genty**, présentée par M. Pierre Lejay.

L'île de Kerguelen située par 49° de latitude Sud et 70° de longitude Est, est baignée par l'océan subantarctique qui constitue un véritable anneau maritime tout autour du Globe.

Son climat procède à la fois de cette situation géographique particulière qui s'exprime par des extrêmes de température très rapprochés — 6° en hiver, + 15° en été, et de la proximité de la banquise à 1800 km de la grande île australe. Le Continent antarctique rayonne en effet des frigories qui font sentir leurs effets jusqu'à la latitude 40° S environ, caractérisée par la limite des eaux chaudes (+ 12°) et eaux froides (+ 6°) franchie sur quelques dizaines de kilomètres seulement. C'est ce qui explique la température relativement basse de Kerguelen pour sa latitude (celle de Paris dans l'hémisphère Nord).

Cet immense réfrigérateur est conséquemment une zone naturelle de hautes pressions donnant évidemment naissance dans l'océan annulaire à des dépressions nombreuses : approximativement une tous les jours pour un lieu géographique donné, sans cependant engendrer ni orage ni cyclone.

Mais si sur le plan général, Kerguelen jouit d'un climat parfaitement défini, du point de vue purement local il faut noter au moins une singularité curieuse. L'île présente dans sa partie Ouest une véritable barrière montagneuse dont l'altitude varie de 500 à 1000 m. Ce relief s'étend à l'Est jusqu'à la Péninsule Courbet dont il constitue la portion occidentale. La zone Est de la même péninsule formée d'alluvions glaciaires encore saturées d'eau (500% dans la plupart des cas) est au contraire parfaitement plate et son altitude voisine du niveau de la mer.

Or il est très fréquent que les nébulosités denses et nombreuses amenées par les vents d'Ouest consécutifs aux dépressions précitées s'arrêtent sur les reliefs d'amont et déterminent au-dessus de la plaine Courbet un plafond de quelques 500 m. Le phénomène est systématique et a fait

l'objet de nombreuses observations statistiques. D'aucuns ont prétendu qu'il s'agissait d'un Fœhn. Cependant le Fœhn est essentiellement et par définition thermodynamique puisque l'état physique de l'atmosphère en mouvement se modifie en l'occurrence par compression et détente. Une telle hypothèse n'est donc plausible que dans le cas d'une déflection de l'air affectant des différences d'altitudes notables : 3 000 à 4 000 m.

A Kerguelen ces différences d'altitude ne dépassent guère 700 m en moyenne et il semble bien que les phénomènes en cause soient plus d'ordre dynamique que d'ordre thermodynamique. Les vents s'élèvent en altitude de quelques centaines de mètres par simple déflection mécanique. Les nébulosités les plus lourdes restent alors accrochées au relief. Les plus légères sont entraînées en altitude par le vent qui est lui-même laminé et présente donc un gradient de vitesse sensible selon une coupe en section droite. Il en résulte que :

a. Au-dessous de la zone défléchie, l'air ne procédant point du système général, ne comporte aucune nébulosité particulière, d'où le plafond de 500 m déjà évoqué;

b. Les nuages entraînés par le vent défléchi s'étirent en longueur en fonction du gradient précité;

c. L'étirement considéré peut aller jusqu'à la dislocation de la nébulosité et à la séparation des nuages les uns par rapport aux autres laissant ainsi apparaître assez fréquemment le ciel bleu.

De telles dispositions à caractère local ne laissent pas de présenter un sérieux intérêt du point de vue de l'éventuelle exploitation aérienne de l'île.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de quelques sucres sur la germination des spores et la croissance des prothalles d'*Athyrium Filix femina *Roth en culture aseptique*. Note de M. **Henri Courbet**, présentée par M. Raoul Combes.

Le milieu de culture utilisé est la solution de Knop à partir de laquelle nous avons préparé des solutions contenant des sucres (pentoses, hexoses) à diverses concentrations. Les concentrations des différents sucres sont équimoléculaires.

Dans la série des pentoses, nous envisageons l'action des *d*-xylose, *l*-xylose, *d*-ribose et *l*-arabinose; dans celle des hexoses, l'action des *d*-glucose, *d*-fructose, *d*-mannose, *l*-rhamnose et galactose.

Dans chaque série de tubes, nous avons repiqué des prothalles âgés de trois semaines à un mois et nés de spores semées aseptiquement dans la solution de Knop stérilisée. Un tube de chaque série a été réservé à l'ensemencement de spores groupées dont la germination s'effectue plus faci-

lement que celle des spores isolées. La durée des cultures a été de 8 mois pour les pentoses, de 6, 9 mois ou 1 an pour les hexoses.

A. PENTOSES. — Les concentrations essayées pour chacun d'eux, sont les suivantes : 0,001, 0,005, 0,01, 0,02, 0,05, 0,1, 0,5, 1, 2, 3 et 5 %.

1° *d-ribose.* — Aucune germination de spores et aucune croissance des prothalles repiqués n'est observée.

2° *l-arabinose.* — Aucune germination n'est obtenue. Quelques prothalles repiqués dans les tubes à 0,005, 0,01 et 1,5 % ont survécu sans se développer.

3° *d-xylose.* — Pour les concentrations de 0,001 à 0,01 %, les prothalles présentent un aspect et des dimensions analogues aux prothalles des tubes-témoins, mais, de plus, portent des organes sexuels : archégones à 0,001 et 0,01 % et anthéridies à 0,005 %. A 0,02 % les germinations et les prothalles repiqués se présentent comme des travées de filaments, parfois sans contact entre elles. Les cellules sont arrondies, presque globuleuses. A partir de 1 % les spores émettent un tube germinatif de même taille qu'elles; les prothalles repiqués meurent.

4° *l-xylose.* — Les prothalles repiqués s'y développent à peine et leurs dimensions restent inférieures à celles des prothalles obtenus par germination. Ces derniers, même aux plus faibles concentrations se présentent sous forme de travées de cellules arrondies, globuleuses, comparables aux prothalles cultivés dans la solution de *d*-xylose à 0,02 %.

Les résultats comparatifs des essais de culture réalisés dans la solution de Knop additionnée de *d* et *l*-xyloses, sont consignés dans le tableau suivant :

Concentrations %		0.	0,001.	0,005.	0,01.	0,02.	0,05.	0,1.	0,5.	1.	2.	3.	5.
d-xylose.	G	N	N	N	N	AN	M	M	TM	0	0	0	0
	C	44,4	75	75	50	33,3	–	25	25	0	0	0	0
l-xylose.	G	N	M	M	M	TM	TM	TM	TM	0	0	0	0
	C	44,4	22,2	–	22,2	11,1	11,1	–	–	0	0	0	0

G, germination des spores (N, identique au témoin; AN, inférieure au témoin; M, médiocre; TM, presque nulle).

C, croissance des prothalles repiqués :

$$44{,}4 = \text{rapport } \% = \frac{\text{Nombre de prothalles vivants} \times 100}{\text{Nombre de prothalles repiqués}}.$$

B. HEXOSES. — 1° *l-rhamnose.* — Après six mois de culture nous n'obtenons aucune germination. Un seul prothalle repiqué a survécu, mais sans se développer.

2° *galactose.* — Après neuf mois de culture, aucun prothalle repiqué ne s'est développé. Les cellules se sont légèrement vésiculisées. Par contre, les spores germent aux concentrations de 0,01, 0,02, 0,05, 0,1, 0,2, 0,5, 1 et 2 %, engendrant des prothalles dont le plus vigoureux n'est formé que de travées de cellules arrondies. A mesure que la concentration augmente,

les cellules deviennent globuleuses, ovoïdes. A 5 et 7 % la membrane de la spore se rompt mais le tube germinatif est à peine apparent.

3° *d-mannose.* — Dans les solutions à 0,01, 0,05 et 0,1 % la germination est comparable à celle des témoins mais les prothalles repiqués sont plus volumineux. A 0,5, 1, 2 et 3 %, germination et croissance s'effectuent plus lentement et la taille des prothalles reste inférieure à celle des témoins.

4° *d-glucose.* — La gamme des concentrations de ce sucre est la même que celle du *d*-fructose, soit : 0,5, 1, 1,5, 2, 2,5, 3, 4, 5, 6, 7 et 8 %.

Le pourcentage des germinations n'est supérieur au témoin que jusqu'à 2 %. Dans les solutions contenant moins de 2 % de glucose, les prothalles repiqués prolifèrent activement, donnant de nombreux prothalles-fils qui, apparaissant tout autour du prothalle initial, donnent à l'ensemble l'aspect d'une rosette. Au-delà de 2 % les prothalles repiqués prennent une teinte vert-foncé, tandis que les prothalles issus des spores, restent filamenteux.

Au bout d'un an, les prothalles ont été pesés après essorage entre deux feuilles de papier-filtre.

5° *d-fructose.* — Jusqu'à 4 %, germination des spores et croissance des prothalles sont considérablement supérieures aux témoins. Les prothalles repiqués acquièrent par l'apparition de prothalles-fils, l'aspect d'une rosette, mais parfois la prolifération est si intense que le prothalle devient un véritable massif charnu, se moulant sur les parois du tube dont il épouse la forme. Après 4 % aucune germination, ni aucune croissance n'est obtenue.

Au bout d'un an, les prothalles ont été pesés après essorage entre deux feuilles de papier-filtre.

Le tableau ci-dessous groupe les résultats obtenus avec le *d*-glucose et le *d*-fructose :

	Poids moyen (mg).		Pourcentage des germinations.	
C %.	Glucose.	Fructose.	Glucose.	Fructose.
0 Knop	2,16	2,16	21,42	21,42
0,5	131,5	396,25	25	33,33
1	94,08	424,4	53,33	71,42
1,5	71	305,5	33,33	–
2	69,75	251,5	21,42	66,66
2,5	–	205,8	–	66,66
3	1	–	14,28	33,33
4	négligeable	73,66	5,88	25
5	négligeable	0	–	0
6, 7, 8	0	0	0	0

En résumé, les quatre pentoses ajoutés à la solution de Knop inhibent la germination des spores et la croissance des prothalles d'*Athyrium Filix femina*. Seul le *d*-xylose, aux très faibles concentrations, semble accélérer le cycle végétatif des prothalles qui deviennent sexués. Encore ne faut-il envisager dans ce cas qu'une réaction de la plante qui réduirait ce stade gamétophytique ?

Parmi les cinq hexoses étudiés, le *l*-rhamnose et le galactose sont nettement inhibiteurs. Le cas du *d*-mannose est particulier puisqu'il paraît activateur de croissance, puis inhibiteur au-delà de 0,1 %. Le *d*-glucose et le *d*-fructose sont activateurs jusqu'à 2 % pour le premier et 4 % pour le second. Les concentrations plus élevées sont toxiques aux prothalles.

Les travaux de G. Hurel-Py [1] sur *Alsophila australis*, ont montré que le fructose entrave, même aux faibles concentrations, la croissance de cette Fougère. D'après nos résultats, ce sucre agit différemment sur *Athyrium Filix femina.*

(1) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1119; **241**, 1955, p. 1813.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Les acides aminés libres du Blé.*

Note de M. **Jules Carles**, présentée par M. Raoul Combes.

Les acides aminés libres varient beaucoup suivant les organes et l'âge du blé. Les variations dans l'importance respective de chacun de ces acides aminés ou dans celle de leurs groupes nous renseigne sur l'activité physiologique du blé et sur sa biochimie.

Plusieurs centaines de chromatographies sur papier nous ont permis de nous faire une idée assez précise sur les acides aminés libres du blé. Rien de bien nouveau du point de vue qualitatif : on y trouve, à côté de la glutamine et de l'asparagine, la plupart des acides aminés communs, l'acide glutamique, l'acide aspartique, l'alanine, l'acide γ-aminobutyrique, la sérine, la valine, les leucines, la phénylalanine, la thréonine, le glycocolle, la tyrosine, la lysine, l'histidine, l'arginine, la proline, la β-alanine, la cystine.

Cet ensemble, que nous livrent par élution les colonnes de résine échangeuses de cations, forme un groupe assez homogène auquel se mêlent parfois quelques peptides basiques dont nous ne tiendrons pas compte ici.

De cet ensemble émergent les trois premiers acides aminés, l'acide glutamique, l'acide aspartique et l'alanine. Ils se classent tout à fait à part soit par leur abondance, soit par leur importance, puisqu'on admet communément que, grâce à l'amination désoxydante, ils sont sur la grande voie de la pénétration de l'azote dans la plante, à partir des acides cétoglutarique, oxaloacétique et pyruvique; un certain équilibre entre leurs

proportions peut s'établir par voie de transamination, et les principales voies de synthèse des divers acides aminés commencent à ces trois sources. Nous sommes donc amenés à diviser cet ensemble en trois groupes, celui des amides, celui des trois principaux acides aminés et celui qui groupe tous les autres.

Le groupe des amides est très important dans la jeune plante, surtout lorsqu'elle est bien approvisionnée en azote : il arrive à représenter le tiers de l'ensemble, tandis qu'au moment de l'épiaison et de la plus grande activité photosynthétique il passe par un minimum et n'en représente plus que le vingtième dans les limbes et les gaines, le dixième dans les tiges et les jeunes épis. Dans la plante mûrissante, l'importance des amides augmente à nouveau et remonte au cinquième de l'ensemble.

Le groupe des trois principaux acides aminés représente à lui seul environ la moitié de l'ensemble, entre 40 et 60 % d'ordinaire. Cette importance relative varie en même temps que la richesse totale en protides et augmente avec l'abondance de ceux-ci : au moment de l'épiaison, par exemple, leur taux est le plus fort dans le limbe des feuilles, où le taux de protides est voisin de 7 % du poids frais, un peu plus faible dans les gaines où ce taux est voisin de 4 %, mais il baisse beaucoup dans la tige, où le taux voisine 1,5 %, et surtout dans l'épi en formation bien que son taux soit voisin de 3 % car interfèrent ici les processus d'accumulation.

Le troisième groupe, celui des autres acides aminés, oscille aux environs du tiers de l'ensemble. Cette relative stabilité provient de ce que les deux premiers groupes varient ordinairement en sens inverse l'un de l'autre.

Quelques remarques s'imposent lorsque nous considérons individuellement chacun des amides et des acides aminés.

L'asparagine est abondante pendant le tallage : elle domine nettement dans les racines et même dans les minuscules jeunes tiges. Dans les gaines et les limbes, elle n'est plus le premier élément et cède la place à l'acide glutamique, tout en l'emportant de beaucoup sur la glutamine.

La glutamine domine partout ailleurs sur l'asparagine, dans les tiges de blé mûr surtout. Au cours de la végétation, cette dominance est plus grande dans les parties où sont synthétisés les matériaux que dans celles où ils s'accumulent : l'asparagine domine à nouveau dans les grains mûrs.

Cette sorte d'opposition se retrouve entre l'acide aspartique et l'acide glutamique, avec la différence que l'acide glutamique l'emporte régulièrement, sauf dans le grain mûrissant où l'aspartique finit par dominer d'autant plus que le grain est plus mûr. Signalons aussi qu'à la fin d'une période de fortes gelées nous voyons dominer l'acide aspartique en compagnie de l'asparagine.

L'alanine est toujours très importante et dispute souvent la première place à l'acide glutamique. Le fait qu'elle migre beaucoup moins que cet

acide, lui permet de dominer dans tous les organes qui sont des lieux d'émigration, tandis que l'acide glutamique domine dans les lieux d'immigration : au moment de l'épiaison, par exemple, l'acide glutamique l'emporte toujours dans la tige et le jeune épi, la plupart du temps dans les gaines, tandis que dans le limbe des feuilles l'alanine domine ordinairement. Dans le blé mûrissant, l'alanine l'emporte toujours et de beaucoup, dans les tiges où l'activité synthétique est faible tandis que s'accomplissent les dernières migrations; elle l'emporte même dans le grain, surtout lorsqu'il est mûr, car l'acide glutamique libre diminue dans la mesure même où diminue l'activité synthétique.

Un autre acide aminé pourrait être un bon critère de l'activité synthétique, le γ-aminobutyrique, qui n'est autre qu'un acide glutamique décarboxylé et qui serait en équilibre avec celui-ci, compensant la trop grande acidité de ce diacide (pH 3,22) par son pH presque alcalin (7,2). Il abonde dans tous les organes où la végétation est active, diminue dans la plante mûre et disparaît dans le grain totalement mûr.

Il est intéressant de comparer ces acides aminés libres avec ceux qui constituent les protides du blé : les deux principaux sont pour le grain la gluténine et la gliadine; tous les acides aminés y sont (pas les amides) dans des proportions très différentes de celles auxquelles nous ont habitué les acides aminés libres.

L'acide glutamique prend une énorme importance (46 % de la gliadine et 38 % de la gluténine) tandis que l'acide aspartique et l'alanine sont noyés dans la masse des autres. Ces derniers ne devraient-ils pas leur dominance dans le grain mûrissant au fait qu'ils seraient un peu délaissés dans la synthèse finale ? Peut-être même servent-ils de matière première à la synthèse de l'acide glutamique par l'intermédiaire de la transamination.

De telles constatations nous ouvrent un jour nouveau sur le rôle des acides aminés dans la physiologie de la plante et sur leur importance qui n'est vraisemblablement pas proportionnelle à leur abondance parmi les acides aminés libres.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Les substances de croissance de l'extrait laiteux de maïs immature*. Note de M. **Gildas Beauchesne**, présentée par M. Raoul Combes.

Les cultures de tissus de Topinambour ont permis de déceler dans l'extrait laiteux de maïs immature la présence de trois groupes de substances actives sur la croissance de ces tissus. Les essais avec la moelle de Tabac permettent en outre d'affirmer que deux de ces substances, ou groupes de substances, agiraient surtout sur la division cellulaire, le troisième agissant plus spécialement sur l'élongation des cellules.

Nos expériences précédentes ([1]), ([2]), ([3]), ([4]) nous laissaient prévoir l'exis-

tence de plusieurs facteurs de croissance différents, dans l'extrait laiteux de grains de maïs immature. Les techniques que nous avons utilisées, tant au point de vue de la séparation des substances elles-mêmes que des essais biologiques pour les mettre en évidence, ne permettent plus de doute à ce sujet.

Les résines synthétiques échangeuses d'ions : « Dower 50 », « Permutite C 50 D », pour les cations ; « Dowex 2 », « Déacidite A 300 D », « Amberlite IR 4 B », pour les anions, mettant en jeu les réactions fonctionnelles des substances à isoler, sont à la base des techniques employées au cours de ces recherches, dont les détails seront exposés ultérieurement. Les solvants organiques n'interviennent que pour parfaire les séparations obtenues à l'aide des échangeurs d'ions. Toute utilisation des précipitations mercuriques ou plombiques, et, en général, toute introduction dans notre extrait de substances toxiques ou risquant de le dénaturer, ont été systématiquement écartées. En 1955-1956, le « test » de culture de tissus de Topinambour sur milieu de R. Heller ([5]), nous a permis de mettre en évidence trois groupes de substances réparties dans trois fractions bien délimitées.

Soit A, B, C, ces trois groupes de substances; nous avons constaté qu'aucun d'eux introduit seul dans les milieux de culture, ne redonne l'activité de l'extrait de maïs brut. Par contre, certaines combinaisons ont montré une activité supérieure à celle de l'extrait de maïs total. Chaque fraction étant ramenée au volume de l'extrait initial, les concentrations sont indiquées en pour-cent du volume du milieu de culture. Le tableau ci-dessous présente les résultats d'une expérience typique, parmi d'autres séries de culture, tous les résultats étant dans le même sens. Les chiffres donnés sont des coefficients d'accroissement, calculés comme suit : le poids frais en fin de culture est rapporté à 1000 mg de tissus frais au départ de l'expérience, pris comme unité. Ainsi, un témoin sans auxine qui donne en fin d'expérience 1200 mg de tissus frais, sera dit avoir un coefficient d'accroissement de 0,2.

Calculés de cette manière, voici les coefficients d'accroissement obtenus :

Témoin sans auxine	0,2
Témoin avec auxine, (acide β-indol-acétique, $2,8.10^{-7}$ M/l)	2,5
Extrait de maïs total, 10 %	6,8
Fraction A seule, 10 %	6,6
» A 10 % + auxine	7,1
» B seule, 10 %	1,3
» B 10 % + auxine	5,2
» A 10 % + fraction B 10 %	7,4
» A 10 % + fraction B 10 % + auxine	8,7
» C seule, 10 %	4,6
» C 10 % + auxine	4,9
» C 10 % + fraction A 10 %	6,8
» C 10 % + fraction A 10 % + auxine	6,0

La fraction A apparaît comme la plus active. En présence d'auxine elle dépasse même un peu l'activité de l'extrait total, et de beaucoup, en présence de la fraction B et d'auxine. La fraction C serait probablement parente de l'auxine.

Si le « test » des cultures de tissus de Topinambour permet de répartir l'activité générale de l'extrait de maïs étudié, en trois groupes de substances, et de comparer l'activité de ces substances avec celle de l'auxine d'un point de vue quantitatif, il ne présente cependant pas de réponses spécifiques des différentes substances de croissance. Dans le but d'obtenir de telles réponses, nous nous sommes adressés au « test » de la moelle de Tabac étudié spécialement par John R. Jablonski et Folke Skoog ([6]). Moins « spectaculaire » peut-être que celui du tissu de Topinambour, il est plus précis, car il permet de différencier l'action de substances d'élongation cellulaire, de celle de substances de division cellulaire. Skoog et ses collaborateurs ont utilisé le tissu médullaire tantôt sans trace de cambium, et tantôt, semble-t-il, avec un reste de zone génératrice. Pour les recherches rapportées ici, les deux conditions, avec et sans cambium, ont été étudiées. A la fin des expériences, les comparaisons entre les cultures ont porté non sur les poids frais, mais uniquement sur les différences anatomiques que révélaient les coupes pratiquées sur les cultures.

Quoique nos expériences aient été faites avec des tabacs trop âgés pour que les conditions soient les meilleures, les différences de réponse sont telles qu'en regardant simplement les coupes, on peut savoir s'il s'agit d'un tissu ayant poussé sur telle fraction de l'extrait de maïs, sur telle autre, ou sur un milieu ne contenant que de l'auxine.

L'auxine, dans les conditions où nous avons opéré, ne provoque que peu ou pas de divisions cellulaires, mais par contre une élongation assez considérable, et cela, que le tissu médullaire soit ou non accompagné de cambium. Lorsque, dans ces expériences, nous nous sommes adressés à des tissus comportant une trace de zone génératrice, les réponses obtenues ont été plus rapides et plus spectaculaires, mais de même qualité que celles obtenues avec le tissu de moelle seule.

Ce « test » de Skoog permet d'affirmer que la fraction A agit comme une substance de division cellulaire, car le parenchyme médullaire cultivé sur un milieu contenant cette fraction, répond par des divisions cellulaires intenses au niveau des deux ou trois premières assises de cellules. Les cellules néoformées sont beaucoup plus petites que les cellules préexistantes du parenchyme, dont souvent elles remplissent la cavité. Approximativement on a pu calculer que ces cellules étaient environ 60 fois plus petites que les cellules du tissu initial. L'adjonction d'auxine augmente l'activité de cette fraction, mais ne semble pas augmenter beaucoup la grandeur des cellules formées. Une des concentrations optimales en auxine

indiquée par Skoog pour ce test étant 2 mg d'acide indolacétique par litre, c'est cette concentration que nous avons utilisée.

Dans ces expériences avec la moelle de Tabac, les fractions B et C, qui avaient chacune montré une activité propre avec le Topinambour, se sont trouvées mélangées accidentellement dans le milieu de culture. Le tissu a réagi à ce mélange de fractions par une prolifération cellulaire dont on ne saurait dire si elle est plus ou moins intense que celle obtenue avec la fraction A. En effet, le tissu formé est très volumineux, mais les coupes révèlent en même temps qu'une active division des cellules, une importante élongation à peu près isodiamétrique.

La résultante de ces deux actions est un tissu en apparence « gorgé » d'eau, spongieux, et par suite extrêmement fragile, tout à fait opposé à ce que donne la fraction A, qui donne un tissu extrêmement ferme. Ici, les cellules néoformées apparaissent toujours à côté, — et non à l'intérieur —, des cellules du parenchyme préexistant. Nous savons déjà que l'extrait de maïs contient des substances de type acide β-indolacétique, et les essais avec le Topinambour nous avaient fait situer ces substances dans la fraction C. Dans ces expériences avec le Tabac, l'auxine seule n'ayant jamais provoqué de divisions cellulaires décelables, nous pensons pouvoir attribuer à la fraction B la responsabilité des divisions cellulaires, et à la fraction C celle de l'élongation. L'action de ce mélange n'est pas modifiée par l'adjonction d'auxine. Dans ces expériences, l'extrait de maïs et ses fractions ont été étudiés à la concentration de 15 % en volume.

(1) G. Nétien, G. Beauchesne et C. Menzter, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 92.
(2) G. Nétien et G. Beauchesne, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1306.
(3) G. Nétien et G. Beauchesne, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1026.
(4) G. Nétien et G. Beauchesne, *Ann. Biol.*, 30, 1954, p. 177-183.
(5) *Thèse*, Fac. Sc. Paris, 1953.
(6) *Physiologia Plantarum*, 7, 1954, p. 16-24.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Effets cytologiques du gel hivernal dans les feuilles d'*Iris Germanica. Note de M. **Louis Geneves**, présentée par M. Raoul Combes.

Pendant le froid hivernal, le cytoplasme, le chondriome et même les noyaux de la plupart des cellules foliaires d'Iris subissent des troubles réversibles. Ces phénomènes surviennent aussi bien dans les cellules qui ne se contractent pas en perdant de l'eau que dans les cellules les plus vacuolisées, qui se contractent fortement.

On sait depuis Wiegand (1) que dans les bourgeons d'arbres qui résistent au froid de l'hiver, des cellules se contractent en perdant de l'eau qui va se congeler dans les espaces intercellulaires. Lors du dégel, l'eau de fusion

pénètre dans les cellules toujours en vie et dont le contenu reprend son volume initial. Par contre, on ne connaissait pas les modifications intracellulaires qu'implique une telle réaction. Nous les avons étudiées dans les feuilles d'*Iris Germanica* qui ont subi naturellement en février et mars 1956 des températures basses (— 2 à — 15° C) et prolongées (plusieurs semaines).

Comme dans les bourgeons d'arbres, de la glace s'accumule dans certains territoires très précis de ces feuilles; elle est intratissulaire et extracellulaire; elle distend les deux assises superficielles (*fig.* 1, *as*) qu'elle sépare des tissus sous-jacents (*t*). Des poches se constituent (*g*), séparées par les massifs de sclérenchyme attenant aux faisceaux cribro-vasculaires. Quand on arrache les assises superficielles, les masses de glace apparaissent comme des lamelles disposées régulièrement en files longitudinales. Placées sur les deux faces (externe et interne), elles sont d'autant plus volumineuses que la feuille est plus âgée. Elles peuvent alors confluer séparant complètement les cellules épidermiques et sous-épidermiques des tissus internes (*fig.* 1, feuilles externes).

Sous l'influence du froid, de l'eau sort des cellules vivantes, envahit certains méats sinon tous, et se congèle dans les tissus mais ne diffuse pas en dehors des feuilles.

Le contenu des cellules qui perdent de l'eau se rétracte et se détache de la paroi cellulosique. Les vacuoles se réduisent ; le cytoplasme s'alvéolise et devient plus colorable (*fig.* 4). Les chondriosomes, plus courts, souvent gonflés ou même vésiculisés (*fig.* 4) se teintent d'une façon inégale, indice de changements des propriétés de leur substance. Dans un grand nombre de noyaux (mais pas dans tous) les trabécules chromatiques ténus font place à des travées plus courtes, moins nombreuses, qui évoquent parfois des chromosomes en formation (*fig.* 2, *f*). Toutefois ces filaments sont irréguliers, fréquemment anastomosés, et en général groupés contre la membrane nucléaire; certains se prolongent vers l'intérieur du noyau, région devenue pauvre en chromatine (*r*). Souvent les nucléoles sont aussi dans les régions périphériques. La membrane nucléaire est intacte ou légèrement déformée. De tels noyaux appartiennent à des cellules vivantes et leurs altérations demeurent réversibles (*fig.* 3). On ne doit pas confondre de tels troubles avec ceux qui surviennent quand la cellule meurt. La chromatine se condense alors en grosses travées irrégulières, le noyau se vacuolise, la membrane nucléaire se déforme. Ces modifications définitives, déjà décrites par les auteurs précédents [Matruchot et Molliard (2) et par nous-même (3)] se retrouvent d'ailleurs dans les cellules d'*Iris* tuées par le froid.

A la fin de la période de gel, les poches de glace se résorbent à peu près toutes en même temps. Dans les cellules demeurées vivantes, le cytoplasme s'étend à nouveau contre la paroi cellulosique; il redevient peu colo-

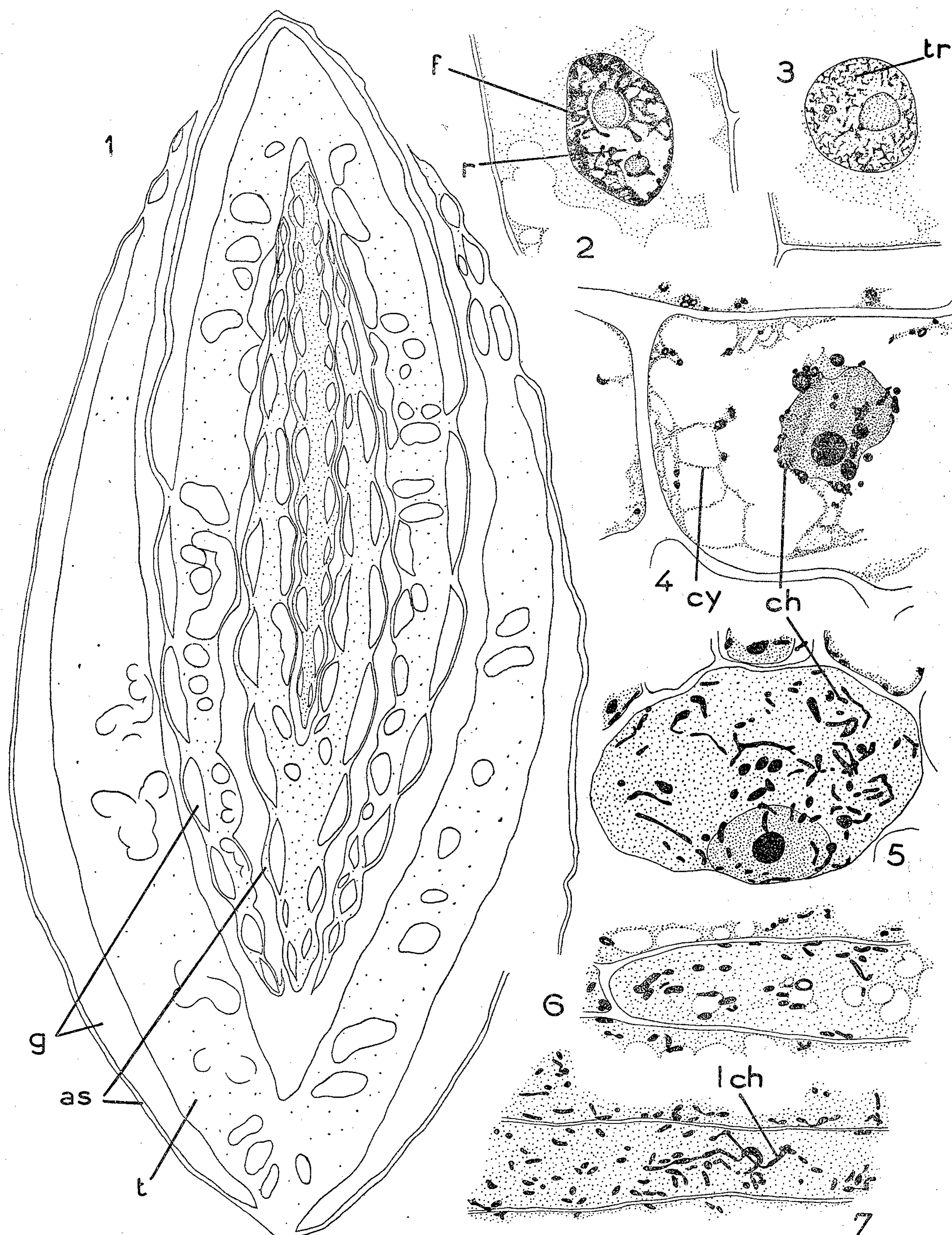


Fig. 1, 4 à 7. — Fixation Regaud, coloration hématoxyline.

Fig. 2, 3. — Helly, Feulgen.

Fig. 1. — Coupe transversale faite près de la base d'un Iris en hiver (— 4°C) dans le bourgeon terminal.

Fig. 2. — Noyau de cellule parenchymateuse fixé à — 6°C.

Fig. 3. — Noyau analogue à + 12°C, après le dégel. Fig. 4. — Cellule de parenchyme à — 4°.

Fig. 5. — Cellule semblable à + 12°, après le dégel.

Fig. 6. — Parenchyme vasculaire à — 4°. Fig. 7. — Parenchyme vasculaire à + 12°, après le dégel.

g, lacunes remplies de glace; *as*. assises superficielles (épiderme + assise sous-épidermique); *t*, tissus internes; *f*, filaments chromatiques épais; *tr*, fins trabécules de chromatine; *r*, région centrale presque dépourvue de chromatine; *cy*, cytoplasme; *ch*, chondriosomes; *lch*, chondriocontes.

rable (*fig.* 5), les vacuoles reprennent leurs dimensions initiales. Les chloroplastes sont peu affectés; les chondriosomes gonflés ou vésiculisés reviennent à l'état de chondriocontes hétérogènes et ramifiés (*fig.* 5). Les trabécules chromatiques, plus fins, et les nucléoles ne sont plus localisés dans la seule région périphérique du noyau, mais se répartissent dans tout son volume. Sous l'influence du froid hivernal tous les tissus ne réagissent pas d'une manière identique. Ainsi le contenu des cellules pauvres en vacuoles (parenchyme vasculaire, méristème, etc.) se contracte moins, ou même ne se détache pas des parois (*fig.* 6). Malgré cela le cytoplasme, le chondriome et le noyau sont affectés de la même façon que dans les cellules très vacuolisées. Les altérations des constituants protoplasmiques ne dépendent donc pas entièrement de la quantité d'eau qui s'échappe des cellules. Ces variations quantitatives portent essentiellement sur les vacuoles mais ne retentissent pas sur la matière vivante qui réagit de son côté assez uniformément.

Les modifications réversibles du cytoplasme et du chondriome déjà observées sur d'autres matériels soumis au froid artificiel ([3]) semblent générales. Par contre les structures du noyau des tissus différenciés s'étaient révélées stables tant que la cellule demeurait en vie. Les recherches sur l'*Iris* montrent qu'elles peuvent subir aussi des troubles passagers. Il faut souligner que ces altérations apparaissent dans un végétal très résistant soumis aux conditions naturelles. Il est vraisemblablement difficile de réaliser dans le laboratoire, des traitements suffisamment comparables pour obtenir les mêmes altérations réversibles.

([1]) *Bot. Gaz.*, **41**, 1906, p. 373-424.
([2]) *Rev. Gén. Bot.*, **14**, 1902, p. 401.
([3]) GENEVES, *Rev. Cyt. Biol. Vég.*, **16**, I-II, 1955.

ANATOMIE. — *Dimorphisme sexuel de la ceinture pelvienne d'un Mammifère Insectivore,* Galemys pyrenaicus *G.* Note de M. **Antoine Peyre**, transmise par M. Albert Vandel.

La ceinture pelvienne des Mammifères Insectivores comprend trois types : symphyse pubienne longue, ischiopubienne (Macroscelidés, Tupaidés), symphyse courte, uniquement pubienne (Tenrecidés, Érinaceidés), absence de symphyse (Soricidés, Talpidés). Chez les Talpidés cependant, la sous-famille des Desmaninés présente un arc pelvien, très grêle, reliant les deux extrémités ischio-pubiennes. Son évolution morphologique et histologique dans les deux sexes chez l'espèce française peut se résumer schématiquement dans le tableau suivant :

Morphologiquement, cette évolution peut s'apprécier chez la femelle par

simple palpation au niveau de l'arc pelvien; consistance dure et nette chez l'immature, légère fente centrale chez le prépubère, large espace chez l'adulte. Chez le mâle l'arc pelvien est toujours dur, ce qui permet chez les individus adultes la reconnaissance des sexes sans examen des organes génitaux externes.

Stade	Femelle	Mâle
Immature	Arc cartilagineux — Extrémités ischio-pubiennes	Arc cartilagineux — Extrémités ischio-pubiennes
Pré-pubère	Ostéolyse	Ossification
	Nodules cartilagineux	Nodules cartilagineux
Adulte	Ligament conjonctif	Ossification complète

Histologiquement, on assiste dans les deux sexes à une évolution *parallèle et irréversible*. A l'ostéolyse de la femelle s'oppose l'ossification du mâle. Les zones d'ostéolyse et d'ossification se situent aux mêmes points de l'arc pelvien; on retrouve dans la phase préterminale des deux processus des vestiges cartilagineux dans la partie centrale de l'arc. Chez la femelle, ces processus se manifestent au *moment précis* où apparaissent les premiers follicules primaires dans le cortex ovarien qui marquent l'apparition de profonds remaniements dans la gonade : prédominance des éléments à potentialités femelles sur les éléments à potentialités mâles [1]. Chez le mâle, ces processus sont en rapport avec le développement général de l'appareil génital et plus particulièrement des testicules. Dans les deux sexes l'évolution est terminée à la première période de reproduction.

L'évolution postembryonnaire de l'arc pelvien chez le Desman montre donc :

a. la présence d'un caractère sexuel secondaire très sensible aux hormones sexuelles conditionnant la puberté;

b. la persistance chez la femelle immature d'un arc pelvien du type mâle.

Les données de l'anatomie comparée ont permis à W. Leche (²) et surtout à C. Puisségur (³) de mettre en évidence le *caractère embryonnaire* du bassin du Desman adulte par rapport à celui de la Taupe. La soudure incomplète des apophyses épineuses des vertèbres sacrées, l'absence de zone ossifiée rattachant l'acetabulum au sacrum accentuent l'évolution tardive de la ceinture pelvienne. Connaissant l'action modelante des sécrétions hormonales embryonnaires sur les caractères sexuels somatiques, ces considérations suggèrent l'interprétation suivante :

— dans une première phase embryonnaire, la flexion dans le sens mâle de l'ensemble de l'appareil génital (¹), (⁴) retentit sur l'arc pelvien;

— dans une deuxième phase postembryonnaire, les premiers signes de la maturité sexuelle déclenchent les processus *différentiels* responsables du dimorphisme adulte. L'étude embryologique et expérimentale d'un tel synchronisme gonade-arc pelvien permettra de vérifier cette hypothèse et d'analyser les facteurs qui interviennent dans son évolution.

En résumé, l'arc pelvien est un caractère sexuel secondaire dont le déterminisme embryonnaire et postembryonnaire *semble* étroitement lié aux sécrétions endocrines des gonades.

(¹) A. PEYRE, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1139.
(²) *Vet. Akad. Handl.*, 1883.
(³) *Bull. Soc. Hist. Nat. Toulouse*, 67, 1935, p. 163-227.
(⁴) A. PEYRE, *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 80, 1955, p. 132-138.

PHYSIOLOGIE. — *Sur les propriétés physiologiques de certains pollens et spécialement sur un principe hyperglycémiant.* Note de M. **RÉMY CHAUVIN**, présentée par M. Robert Courrier.

Les pollens récoltés par les abeilles contiennent une substance qui excite la croissance des animaux supérieurs et modifie leur métabolisme des glucides, ainsi qu'un antibiotique actif *in vivo* et *in vitro* sur diverses souches entériques.

Le pollen constitue pour les Abeilles l'aliment azoté unique; elles le récoltent en grande quantité, et en fixent de volumineuses pelotes sur leurs pattes postérieures; une grande partie de ces pelotes peut être prélevée devant les ruches à l'aide de divers artifices mécaniques (R. Chauvin; R. Chauvin et J. Louveaux) (¹). Il se trouve que ce pollen, ajouté au régime des souris, manifeste une série d'actions physiologiques intéressantes.

Tout d'abord, il *accélère notablement la croissance* même si les sujets reçoivent un régime équilibré, riche en azote et en vitamines hydro- et liposolubles; et cette accélération se produit à des taux où l'apport supplémentaire en azote ou en vitamines n'est pas en cause. Le principe accélérateur est fixé sur les albumines du pollen, il est thermolabile et s'altère lentement en présence d'eau. De la fraction des albumines, qui se trouve en moyenne au taux de 1,2 % dans les pollens, on peut retirer par les bases concentrées, une fraction qui retient à peu près toute l'activité. Lorsqu'on évapore cette fraction à sec et qu'on la reprend par l'eau, les propriétés de précipitation (acides, sels de métaux lourds, etc.) font songer qu'il pourrait s'agir d'un polypeptide; mais il est encore impossible de dire s'il faut rattacher toute l'activité à un corps de ce type, ou à d'autres substances qu'il a pu adsorber. J'ignore aussi à peu près tout du mécanisme de l'accélération de croissance. Il m'est apparu toutefois que les régimes au pollen provoquaient une légère diminution de la consommation pondérale de nourriture jointe à une augmentation de poids excédant celle des témoins; somme toute, une hausse de *l'indice d'efficacité nutritive*.

M. Gatineau ([2]) a noté d'autre part que les souris au pollen présentaient très fréquemment une accumulation massive de glycogène dans le foie, et cette augmentation, comme nous avons pu le constater ultérieurement, se joint à une hyperglycémie nette, qui cesse 24 à 48 h après le transport sur régime normal. Cette substance hyperglycémiante paraît très voisine de celle qui accélère la croissance (fraction des polypeptides). On peut d'ailleurs l'administrer par sonde œsophagienne, et l'on obtient l'hyperglycémie une heure après.

Ajoutons que les principes actifs ne se trouvent pas au même taux dans tous les pollens; par exemple, on les rencontre surtout dans ceux de Coquelicot, d'arbres fruitiers, de Ciste, d'Éricacées et de Châtaigniers; ceux de Maïs, de Pissenlit et de Trèfles en contenant beaucoup moins. Enfin, le maintien pendant un temps fort long (deux générations) sur régime au pollen (et même sur pollens purs) ne paraît pas incommoder notablement les souris.

Je rappellerai aussi qu'un antibiotique a pu être isolé des pollens (R. Chauvin et P. Lavie) ([3]). Il est actif spécialement sur *Proteus*, *Salmonella*, *Escherichia coli*, est très stable, mais ne se trouve pas toujours dans les mêmes pollens que ceux qui contiennent la substance accélératrice de la croissance. Il produit *in vivo* une raréfaction considérable de la flore des excreta de la Souris.

Des effets cliniques intéressants ont été décelés après l'ingestion de pollens; ils portent très spécialement sur le métabolisme intestinal, la reprise du poids, le taux d'hémoglobine du sang, et sont encore en cours d'étude. On ne peut affirmer que l'antibiotique soit responsable des premiers,

ni que l'acide folique abondant dans beaucoup de pollens (I. Schwartz et A. Koch) ([4]) soit seul responsable des derniers.

([1]) R. Chauvin, *L'Apicult. Sect. Scientif.*, 1954; R. Chauvin et J. Louveaux, *Ibid.*, 1955-1956.

([2]) En cours de publication.

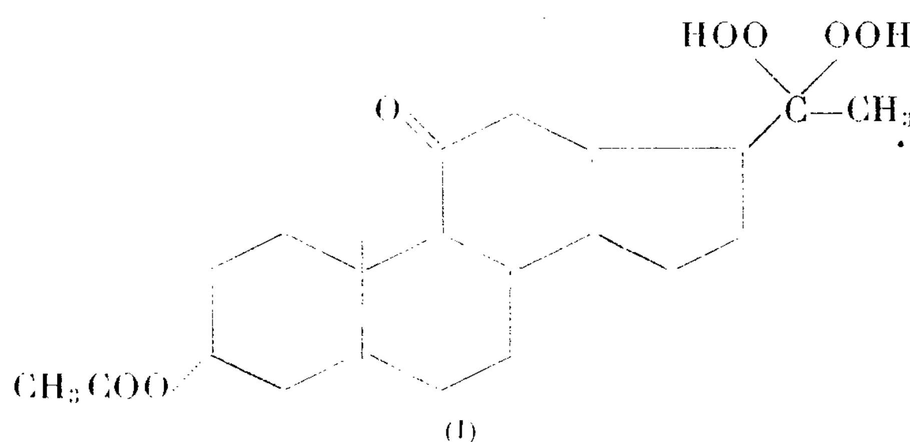
([3]) *Ann. Inst. Pasteur*, **90**, 1956, p. 523.

([4]) *Wiss. Zeits. Martin Luther Univ.*, 4, 1954-1955, H. I.

PHYSIOLOGIE. — *Expériences sur un stéroïde dilatateur des coronaires, le 20-bis-hydroperoxyde de 3α-acétoxypregnane 11.20-dione.* Note de MM. **Cyrille Plotka, Robert Jequier** et **Léon Velluz**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

Nous avons étudié du point de vue pharmacologique une série de bis-hydroperoxydes stéroïdes, nouvellement obtenue dans notre laboratoire ([1]).

Nous avons observé que l'un d'eux, le 20-bis-hydroperoxyde de 3α-acétoxypregnane 11.20-dione, I, exerçait une action nette sur le débit des coronaires.



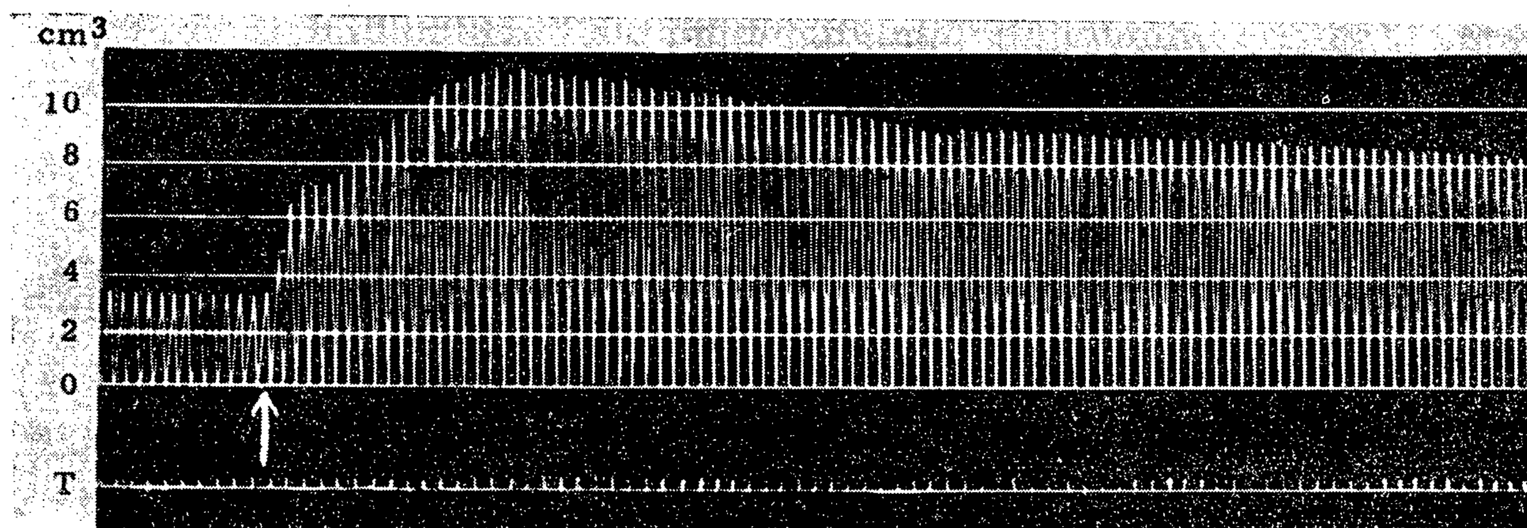
L'étude a été réalisée de deux manières :

1. *Sur le cœur isolé de Lapin ou de Chat*, par une méthode inspirée de celle de Langendorff et utilisant un dispositif décrit précédemment ([2]). Dans ces conditions expérimentales, la concentration liminaire active de stéroïde dans la solution de Locke qui perfuse le cœur est de 0,01 µg/ml pour le cœur de Lapin (10^{-8}) et de 0,05 µg/ml pour le cœur de Chat. Pour des concentrations plus élevées, l'augmentation du débit coronaire devient très importante : elle est de 200 à 300 % pour une concentration en bis-hydroperoxyde de 1 µg/ml (10^{-6}) (tracé 1).

L'accroissement du débit persiste pendant toute la durée de l'expérience, 2 h environ, même lorsqu'on ne perfuse le cœur avec la solution de stéroïde que pendant un temps limité. Cet effet s'accompagne, en général, d'une légère action inotrope positive et chronotrope négative.

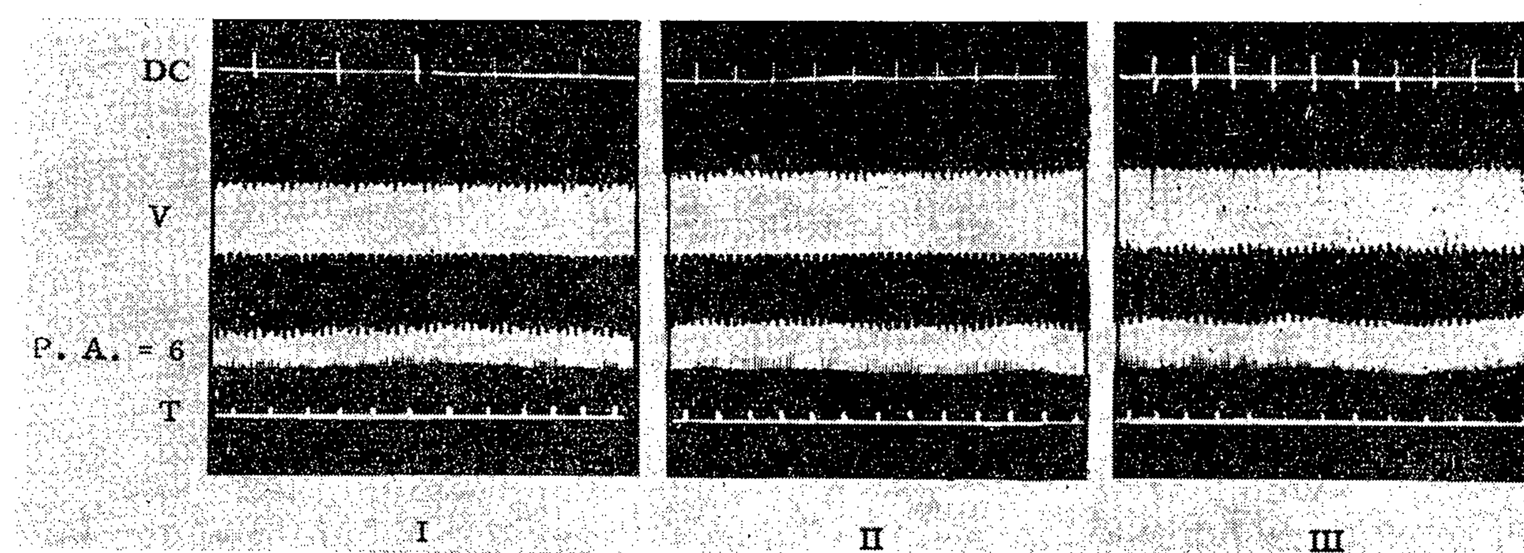
2. *Sur le cœur de Chien* in situ, l'animal étant anesthésié par injection

intraveineuse de Somnifène (0,4 ml/kg), hépariné (5 à 10 mg/kg) et placé sous respiration artificielle avant thoracotomie. Après ouverture du péricarde, on cathétérise une des veines coronaires du ventricule gauche



Tracé 1. — Débit coronaire du cœur isolé de Chat.
Le tracé supérieur montre le débit coronaire en centimètres cubes, pour 30 s.
T, temps en minutes.
A la ↑, addition de 20-bis-hydroperoxyde de 3α-acétoxypregnane 11.20-dione, à la concentration de 1 μg par centimètre cube de sérum de Locke. On constate que le débit coronaire est triplé en 12 mn environ et que cette variation est durable.

assez près de la pointe du cœur. La canule placée dans la veine est reliée à une cupule montée sur tambour de Marey, permettant l'inscription du débit. Le sang est ensuite recueilli dans un tube avec repère de niveau et réinjecté dans la saphène de l'animal au moyen d'un dispositif de transfusion. On enregistre, en outre, les contractions ventriculaires et la pression artérielle.



Tracé 2. — Débit d'une veine coronaire, chez le Chien, *in situ*. Chien ♂ de 9 kg, anesthésié au Somnifène, sous respiration artificielle, avec thorax ouvert.
D. C., enregistrement du débit de la veine coronaire, au moyen d'un rhéographe; V, contractions ventriculaires; P. A., pression artérielle; T, temps en 10 s. En I, enregistrement avant administration du corps étudié.
En II, enregistrement 20 mn après injection intraveineuse de 1 mg/kg de 20-bis-hydroperoxyde de 3α-acétoxypregnane 11.20-dione. On constate que le débit coronaire est sensiblement doublé et on observe, parallèlement, une légère augmentation d'amplitude des contractions ventriculaires.
En III, enregistrement 50 mn après l'injection. On constate que le débit coronaire reste le même qu'en II.

Le 20-bis-hydroperoxyde de la 3α-acétoxy pregnane 11.20-dione est administré, en solution, par voie veineuse. On observe au moment de l'injection une légère hypotension (— 1 cm de Hg) qui disparaît en 15 mn environ. L'augmentation du débit de la veine coronaire n'est pas immédiate, mais débute au moment du retour à la normale de la pression artérielle. Le débit s'accroît alors progressivement de 50 à 100 %, suivant les animaux, pour la dose de stéroïde de 0,5 mg/kg. Cette augmentation dure 2 h environ. Une dose plus forte (1 mg/kg) produit sensiblement les mêmes variations (tracé 2). Les contractions ventriculaires ne sont pas modifiées dans leur rythme; leur amplitude est parfois légèrement augmentée.

Comparativement, nous avons recherché, sur le débit coronaire du cœur isolé de Lapin, l'effet de la 3 α-acétoxy pregnane 11.20-dione, dont dérive le bis-hydroperoxyde étudié ici. Nous avons constaté que ce stéroïde, utilisé aux mêmes taux que son hydroperoxyde, était pratiquement inactif.

(1) J. Warnant, R. Joly, J. Mathieu et L. Velluz, *Bull. Soc. chim.*, 1957 (sous presse).
(2) R. Jequier, M. Peterfalvi et C. Plotka, *Ann. pharm. franç.*, 9, 1951, p. 730.

RADIOPHYSIOLOGIE. — *De l'exploration fonctionnelle simultanée des deux poumons séparés par la statidensigraphie photoélectrique.* Note (*) de M. Maurice Marchal et Mme Marie-Thérèse Marchal, présentée par M. François de Gaudart d'Allaines.

Nous référant à nos précédentes Notes (1) et (2) rappelons que la « statidensigraphie » est l'enregistrement en rayonnement X de la luminosité de l'écran radioscopique correspondant à la surface d'un poumon en totalité ou en partie. Un dispositif de diaphragmes et de caches adéquats est placé de façon à limiter exactement l'image pulmonaire. Devant cet écran se trouve un photomultiplicateur fixé à l'intérieur d'une boîte conique opaque, de façon qu'il ne reçoive que la lumière de l'écran radioscopique. Il est relié à un amplificateur électronique et à un système d'inscription galvanométrique sur film de format courant. Le générateur de rayon X est du type quatre kénotrons. Il donne donc un rayonnement X pulsé à 100 p/s.

Le malade étant placé devant un tel dispositif, l'amplitude du 100 périodes lumineux augmente jusqu'à atteindre une valeur maxima inspiratoire I qui est enregistrée. Puis on demande au malade de faire une expiration forcée. Cette valeur *expiratoire* maxima E est enregistrée. Ceci est la *statidensigraphie simple*.

Nous pouvons demander au malade de faire une expiration forcée aussi rapide que possible en *enregistrant* ce mouvement *expiratoire* brusque qui se traduit par une fluctuation brusque de la luminosité de l'écran. Nous appelons

cette méthode la *statidensigraphie dynamique* car elle nous donne outre les deux valeurs I et E de la statidensigraphie simple une *nouvelle valeur dynamique* analogue à celle trouvée en exploration fonctionnelle classique par spirométrie. Il fallait comparer la variation lumineuse de l'écran à la variation du volume spirométrique pour savoir si les deux phénomènes étaient parallèles.

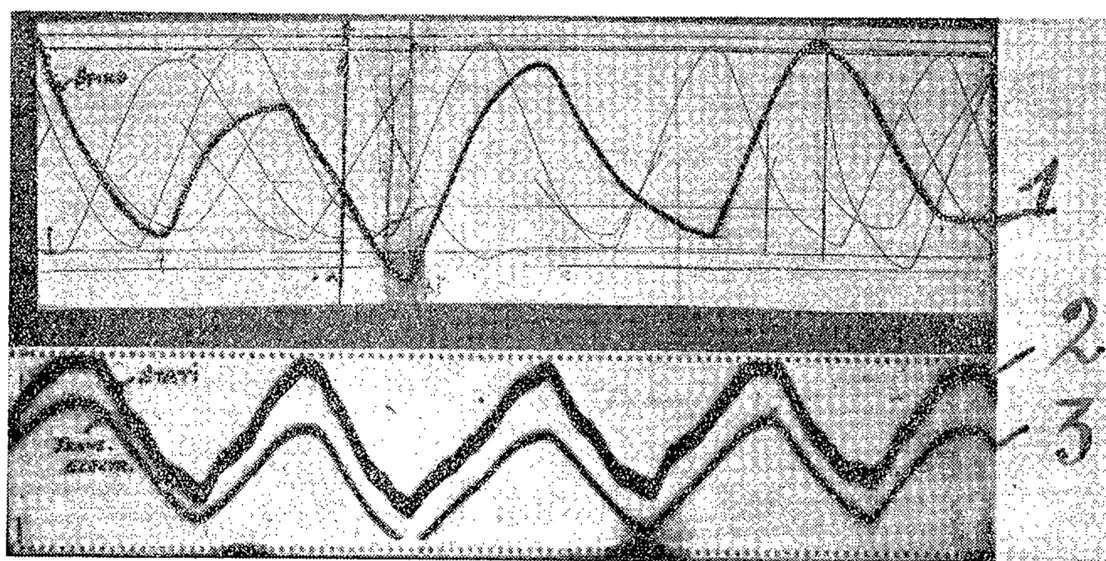


Fig. 1. — Enregistrement *simultané* de la respiration.
(1) Tracé donné par un spiromètre de Benedikt.
(2) Courbe statidensigraphique photoélectrique. Seule la courbe enveloppe est reproduite pour la clarté du tracé.
(3) Mouvements de la cloche du spiromètre par l'artifice électrique de la résistance liquide.
Les courbes (2) et (3) correspondent à une même vitesse d'enregistrement.
La courbe (1) a été enregistrée à une vitesse *plus grande*.

L'enregistrement *simultané* de la variation du volume spirométrique par les méthodes classiques et de la luminosité de l'écran radioscopique par notre méthode photoélectrique au cours de la respiration montre (*fig.* 1) qu'il y a parallélisme entre la variation du volume pulmonaire et la variation de la clarté pulmonaire. En 1 (*fig.* 1) courbe du spiromètre de Benedikt. La variation du volume spirométrique, donc du volume pulmonaire a été enregistré par voie électrique à l'aide d'une tige fixée au stylet du spirographe de Benedikt plongeant dans une résistance liquide (*fig.* 1, courbe 3 inscrite par le spot d'un galvanomètre sur le film).

La variation de la clarté pulmonaire a été enregistrée à l'aide d'un multiplicateur d'électrons (courbe enveloppe) (*fig.* 1, courbe 2) simultanément sur le même film.

Un dispositif spécial nous permet à l'aide d'un photomultiplicateur d'enregistrer *la courbe de Tiffeneau de chacun des deux poumons* (*fig.* 2).

Nous pouvons ainsi évaluer pour chaque poumon :

1° Un coefficient de ventilation :

$$\frac{\mathrm{I}}{\mathrm{E}} = \frac{\mathrm{AB}}{ab}$$ (AB = largeur du 100 périodes correspondant à l'*inspiration* maxima)

(ab = largeur du 180 périodes correspondant à l'*expiration* maxima) ;

($a_1 b_1$ = largeur du 100 périodes, une seconde après le début A d'expiration forcée.)

2° La valeur du rapport

$$\frac{\text{VEMS}}{\text{CV}} = \frac{\text{Volume expiratoire maximum par seconde}}{\text{Capacité vitale}},$$

$$\frac{\text{VEMS}}{\text{CV}} = \frac{\text{AB} - a_1 b_1}{\text{AB} - ab},$$

AB moins $a_1 b_1$ est proportionnel au volume expiratoire maxima par seconde (VEMS) (l'enregistrement est fait avec une vitesse de déroulement de 2,5 cm/s). AB — ab est proportionnel à la capacité vitale (CV).

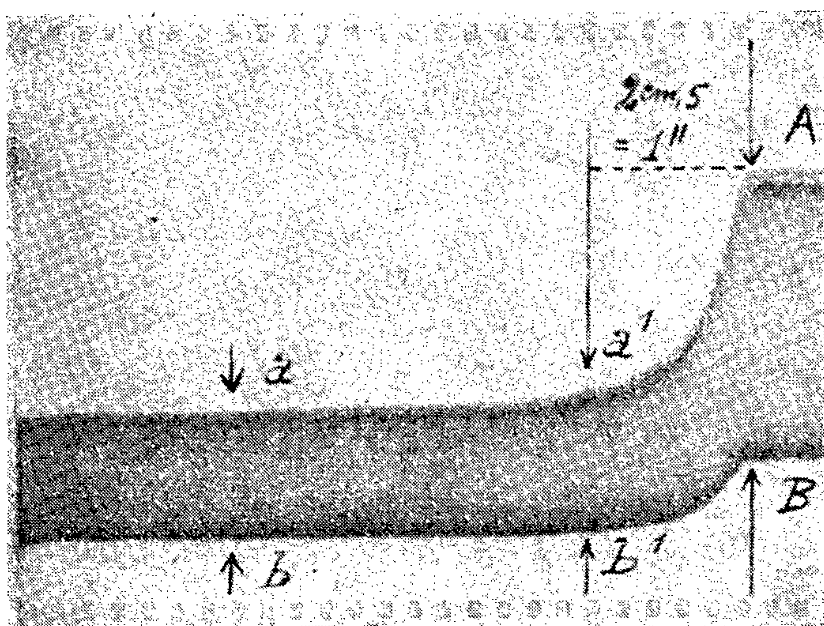


Fig. 2.

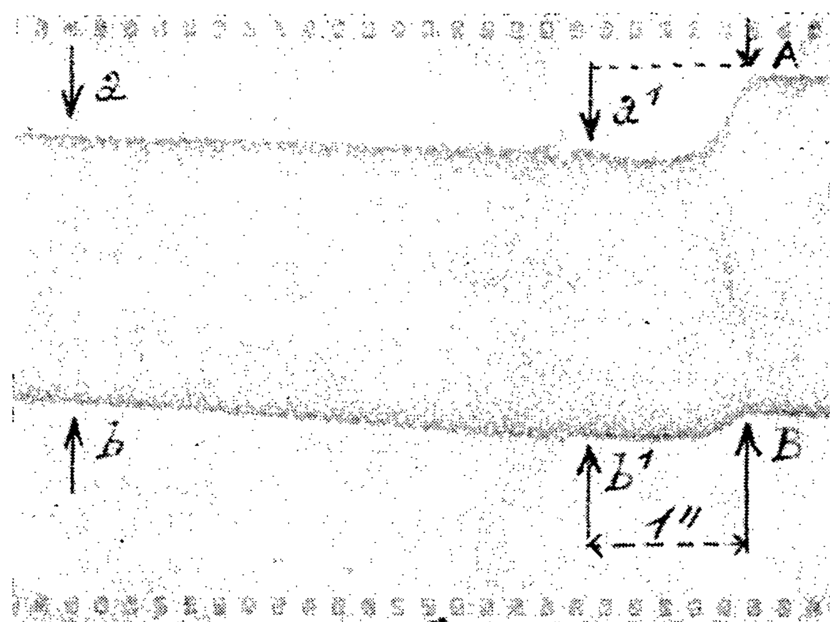


Fig. 3.

Fig. 2. — Courbe expiratoire de Tiffeneau du poumon droit d'un *homme normal*.

A, début de l'expiration au moment où l'inspiration maxima est atteinte (I);

a_1, niveau atteint après une seconde (2,5 cm);

a, expiration maxima (E); (I — E ou AB — ab = capacité vitale);

AB = 47 mm; $a_1 b_1 = 24$ mm; $ab = 21$ mm;

$$\frac{\text{VEMS}}{\text{CV}} = \frac{\text{AB} - a_1 b_1}{\text{AB} - ab} = \frac{47 - 24}{47 - 21} = \frac{23}{26} \cdots 88\ \%.$$

En 1 seconde l'expiration atteint 88 % de la capacité vitale du poumon droit.

Fig. 3. — Courbe expiratoire de Tiffeneau poumon droit d'un *emphysémateux*.

AB = 55 mm; $a_1 b_1 = 47$ mm; $ab = 40$ mm;

$$\frac{\text{VEMS}}{\text{CV}} = \frac{\text{AB} - a_1 b_1}{\text{AB} - ab} = \frac{55 - 47}{55 - 40} = \frac{8}{15} \cdots 53\ \%.$$

En 1 seconde l'expiration n'atteint que 53 % de la capacité vitale du poumon droit.

Utilisant le même photomultiplicateur et la même amplification pour les deux poumons, nous pouvons obtenir *le rapport des capacités vitales des deux poumons et le pourcentage de ces capacités par rapport à la capacité vitale totale des deux poumons*.

Un autre dispositif nous permet à l'aide de *deux* photomultiplicateurs d'enregistrer simultanément la respiration courante (*fig.* 4) ou la courbe de Tiffeneau des deux poumons séparés (*fig.* 5).

La durée de l'enregistrement est de quelques secondes. Le malade est simple-

ment placé derrière l'écran radioscopique, l'examen ne nécessite l'introduction d'aucun appareil dans les voies respiratoires.

Si l'on fait une séparation des airs par bronchospirométrie classique (introduction de sonde dans les grosses bronches) le rapport VEMS/CV de chaque poumon *séparé* ne peut être fait par suite de la résistance qu'opposent

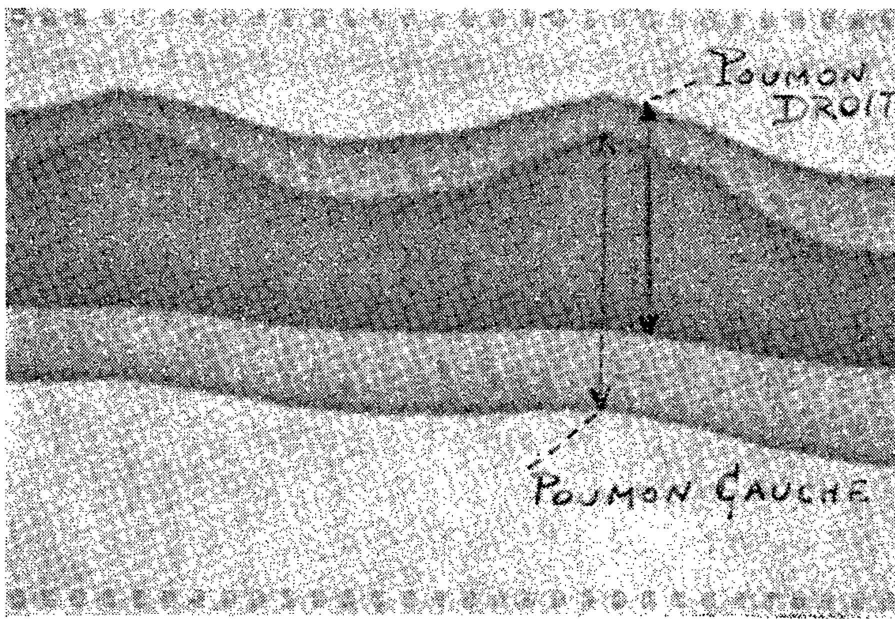


Fig. 4.

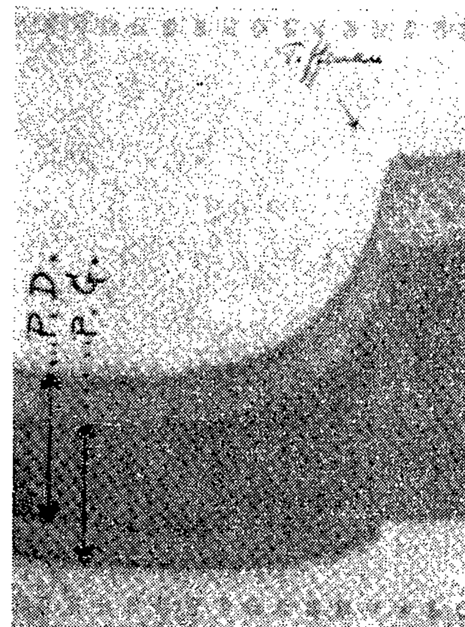


Fig. 5.

Fig. 4. — Enregistrement simultané de la respiration courante avec deux cellules et deux chaînes d'amplification séparées : totalité du poumon droit, totalité du poumon gauche.

Fig. 5. — Enregistrement simultané des deux courbes expiratoires de Tiffeneau. P. D., poumon droit, P. G., poumon gauche

les sondes à une variation brusque de la respiration. Avec la statidensigraphie dynamique, le sujet n'est en contact matériel avec aucun appareil et il respire à l'air libre. Il n'y a donc aucune résistance expiratoire, la manœuvre n'est nullement pénible pour le malade, et les poumons peuvent être séparés facilement.

(*) Séance du 17 décembre 1956.
(1) *Comptes rendus*, **227**, 1948, p.
(2) *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 2560.

BIOLOGIE. — *Sur quelques caractéristiques physiques des fourmis.* Note de M. **Robert Stumper**, présentée par M. Maurice Caullery.

Au cours de nos recherches sur les relations entre le polymorphisme des fourmis et la sécrétion d'acide formique, nous avons souvent eu l'occasion de mesurer les poids et les longueurs de fourmis. Ayant constaté que les poids s'accroissent très fort et parfois irrégulièrement avec l'augmentation de la longueur de ces insectes, il nous a semblé intéressant de déterminer la loi mathématique qui relie ces deux grandeurs.

Dans chaque cas, un nombre assez grand et connu d'ouvrières (et à l'occasion de femelles) ont été classées selon leur taille. Après un premier recensement à l'œil en diverses catégories, les individus ont été placés entre des repères correspondants, tracés sur du papier millimétrique, et un reclassement plus exact a ainsi été réalisé. Chaque catégorie de longueur déterminée a été pesée sur une balance de précision; du poids total on obtenait alors le poids individuel moyen pour chaque longueur individuelle moyenne. Nous en avons profité pour déterminer, dans certains cas, le volume moyen par immersion dans de l'alcool éthylique pur contenu dans un petit volumenomètre de précision, d'où l'on calculait le poids spécifique moyen. Nous avons aussi déterminé le poids individuel de fourmis desséchées préalablement à 105° jusqu'à poids constant, donc après élimination de l'eau et de l'acide formique. Il semble opportun, en poursuivant ces recherches, de n'opérer que sur des fourmis desséchées, afin d'éliminer les causes d'erreur résultant des teneurs variables en H_2O et HCOOH.

Le tableau suivant réunit les données numériques recueillies pour trois espèces examinées : *Proformica nasuta*, *Formica rufa* et *Camponotus ligniperda*, appartenant toutes les trois à la sous-famille des Camponotinés à sécrétion d'HCOOH.

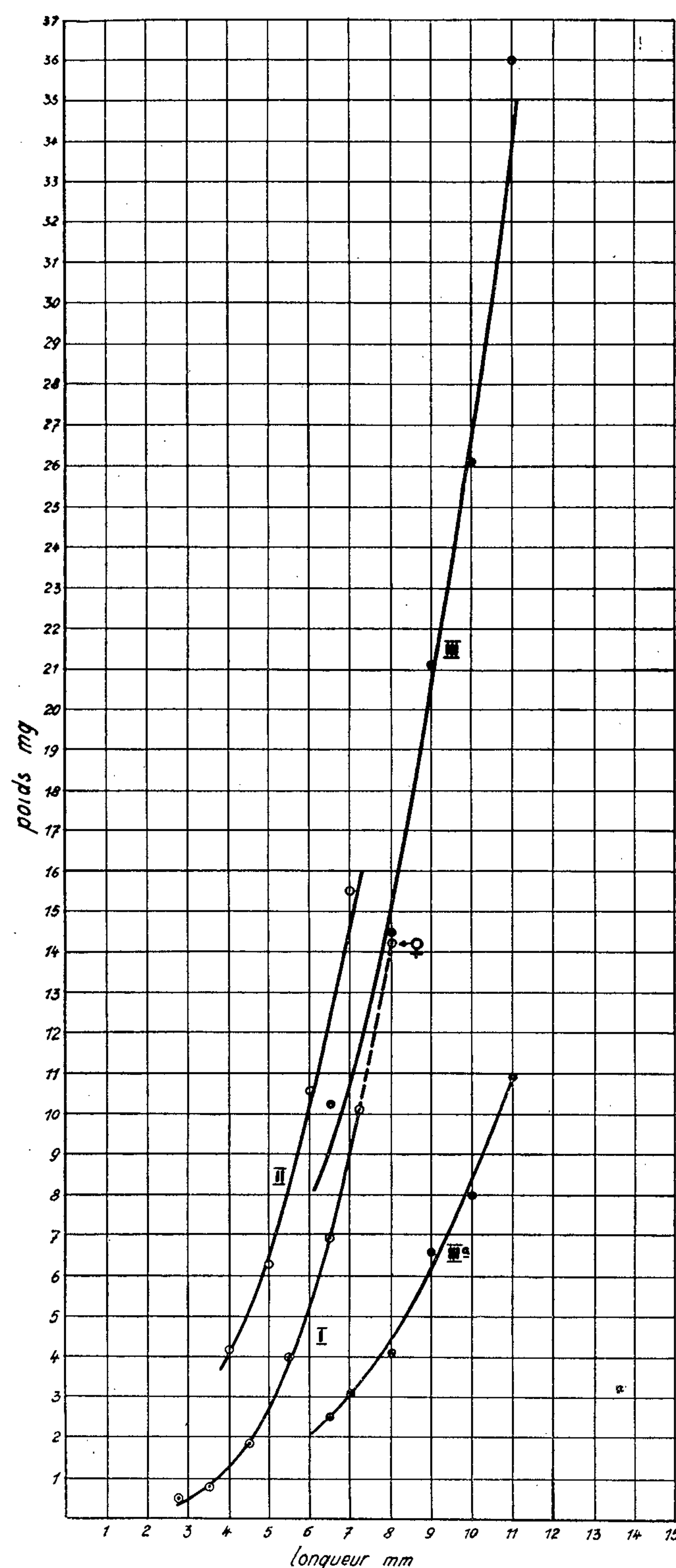
I. *Proformica nasuta* (Provenance : Caussols A. M.) 1310 ☿☿ et 7 ♀♀.		II. *Formica rufa* — (Provenance : Luxembourg) 150 ☿☿ et 12 ♀♀.				III. *Camponotus ligniperda* — (Provenance : Luxembourg) 165 ☿☿.			
							Poids		
Longueur moyenne (mm).	Poids moyen (mg).	Longueur moyenne (mm).	Poids moyen (mg).	Volume moyen (mm³)	Poids spécifique.	Longueur (mm).	état frais (mg).	état sec (mg).	Perte par dessiccation (%).
2,75	0,51	—	—	—	—	6,5	10,22	2,48	75,7
3,5	0,83	4	4,34	4,64	0,935	7	11,32	3,09	73,7
4,5	1,85	5	6,30	6,67	0,946	8	14,21	4,10	71,1
5,5	4,06	6	10,63	11,4	0,932	9	21,08	6,63	68,6
6,5	6,94	7	15,3	16,0	0,970	10	26,06	8,01	69,3
7,5	10,10	—	—	—	—	11	36,53	10,91	70,1
♀ 8	14,5	♀ 10	30,3	30,0	1,009	—	—	—	—

L'inspection de ce tableau fait ressortir les coefficients suivants d'augmentation des longueurs et des poids des plus petites aux plus grandes ouvrières :

	Pour la longueur.	Pour le poids.
Proformica nasuta	2,7	19,7
Formica rufa	1,75	3,4
Camponotus ligniperda	1,7	3,5

Alors que ces coefficients sont très voisins pour les deux dernières espèces,

ceux pour *Proformica nasuta* en diffèrent considérablement (polymorphisme plus accentué). Le poids spécifique des ouvrières *F. rufa* se situe autour de 0,950, ce qui se retrouve aussi chez d'autres espèces non énumérées ici. Par dessiccation à 105°, les ouvrières *C. ligniperda* perdent de 68 à 75 %, de leur poids ce qui est également la règle pour d'autres espèces (en moyenne 70 %).



Relation entre la longueur et le poids de fourmis.
Courbe I : *Proformica nasuta* (état frais).
Courbe II : *Formica rufa* » »
Courbe III : *Camponotus ligniperda* » »
Courbe III*a* : » » (état sec).
(Les courbes sont établies d'après les équations $p = k.l^{\alpha}$ et les points représentent les valeurs directement mesurées.)

La relation mathématique entre la longueur (l) et le poids (p) des fourmis se rapprochera nécessairement d'une fonction cubique, le poids étant, en première approximation, porportionnel à $(l/2)^3$. La loi mathématique exacte trouvée répond à l'équation générale

$$p = k.l^\alpha \qquad \text{ou} \qquad \log p = \log k + \alpha \log l.$$

En coordonnées logarithmiques on obtient ainsi des droites, dont α représente la pente c'est-à-dire donnant le degré d'augmentation spécifique du poids en fonction des longueurs. Des discontinuités de ces droites reproduisent des variations brusques du polymorphisme. La constante k représente le poids théorique de l'individu lorsque sa longueur sera égale à 1 ; cette grandeur dépendra de l'unité de mesure adoptée et fournira, pour une unité commune (*mm*), une indication spécifique sur la forme géométrique (rapport longueur/largeur, proportion entre les trois parties du corps, importances des appendices thoraciques ou autres). Pour les trois espèces étudiées ici nous avons obtenu les équations suivantes :

I. *Proformica nasuta*............... $p = 0,009843\ l^{3,5125}$
II. *Formica rufa*.................... $p = 0,1581\ l^{2,321}$
III. *Camponotus ligniperda*........... $p = 0,0791\ l^{2,521}$

Ces équations se rapportent aux fourmis à l'état frais. Pour *Camponotus ligniperda*, l'équation trouvée sur les ouvrières séchées à 105° est : $p_s = 0,0112$, $l^{2,869}$. On notera les différences notables entre les valeurs de k, ainsi que l'écart de *Proformica* vis-à-vis des deux autres espèces quant à la pente α.

Le diagramme ci-dessus illustre nos résultats ; les quatre courbes sont celles obtenues par les équations, les valeurs trouvées directement y sont indiquées par des points : on remarquera la très bonne concordance entre les différentes valeurs expérimentales et les courbes théoriques correspondantes. Pour *Proformica nasuta*, dont les femelles ne se distinguent que peu des ouvrières-major, le prolongement de la courbe des ouvrières rejoint assez exactement le point figuratif des femelles. Pour d'autres espèces ceci n'est pas le cas.

BIOLOGIE. — *Variations de la fécondité chez* Polistes Gallicus *L.* (*Hyménoptères Vespides*). Note de M. **Jacques Gervet**, présentée par M. Louis Fage.

La fécondité varie beaucoup chez le Poliste : au laboratoire, on observe une majorité de femelles médiocres, le restant ne comprenant qu'un petit nombre de Guêpes très bonnes pondeuses. Notons que la période fertile des meilleurs sujets dépasse rarement deux mois et demi.

Pour diverses raisons, il n'est pas possible de donner une statistique exacte de la fécondité chez le Poliste. Elle varierait d'ailleurs suivant les années et les régions [1]. Nous pouvons cependant en donner une approxi-

mation qui reflète l'allure générale de la distribution. Dans le cas présent, nous partirons d'une population de 136 femelles.

Nombre d'œufs pondus.	Lots.	Disparues.	Épuisées.	Correction (*cf.* texte).	Valeurs corrigées.
0 à 10	136	–	50	$\frac{50}{136}$	100
10 à 20	86	–	18	$\frac{18}{86}$	63
20 à 30	68	8	9	$\frac{9}{68}$	50
30 à 40	51	6	3	$\frac{3}{51}$	43
40 à 50	42	6	6	$\frac{6}{42}$	41
50 à 60	30	5	1	$\frac{1}{30}$	35
60 à 70	24	6	2	$\frac{2}{24}$	34
70 à 80	16	2	0	$\frac{0}{16}$	31
80 à 90	14	3	1	$\frac{1}{14}$	31
90 à 100	10	2	1	$\frac{1}{10}$	29
100 à 110	8	2	0	$\frac{0}{8}$	26
110 à 120	5	0	0	$\frac{0}{5}$	26
120 à 130	5	0	1	$\frac{1}{5}$	26
Plus de 130	4	4	–	–	21

La fécondité *totale* étant difficile à déterminer, on admettra qu'une femelle est *épuisée* lorsque sa cadence journalière de ponte à la fin de la période fertile tombe en dessous de 1 (en présence de cellules libres) [1] durant la dernière décade. Ce faisant, l'on diminue les fécondités réelles, mais on ne fausse pas beaucoup les positions relatives des sujets.

La figure 1 indique la distribution des femelles dont nous avons constaté « l'épuisement ». Son asymétrie est frappante : les sujets ne se répartissent pas *normalement* autour d'une moyenne. Si nous voulons une vue d'ensemble du lot total, il faut tenir compte des Guêpes qu'on a perdues de vue avant l'épuisement pour des causes diverses (mort, expériences, etc.). En admettant que, dans chaque classe, ces Guêpes s'épuisent dans la même proportion que la population restante, on peut calculer les valeurs approximatives

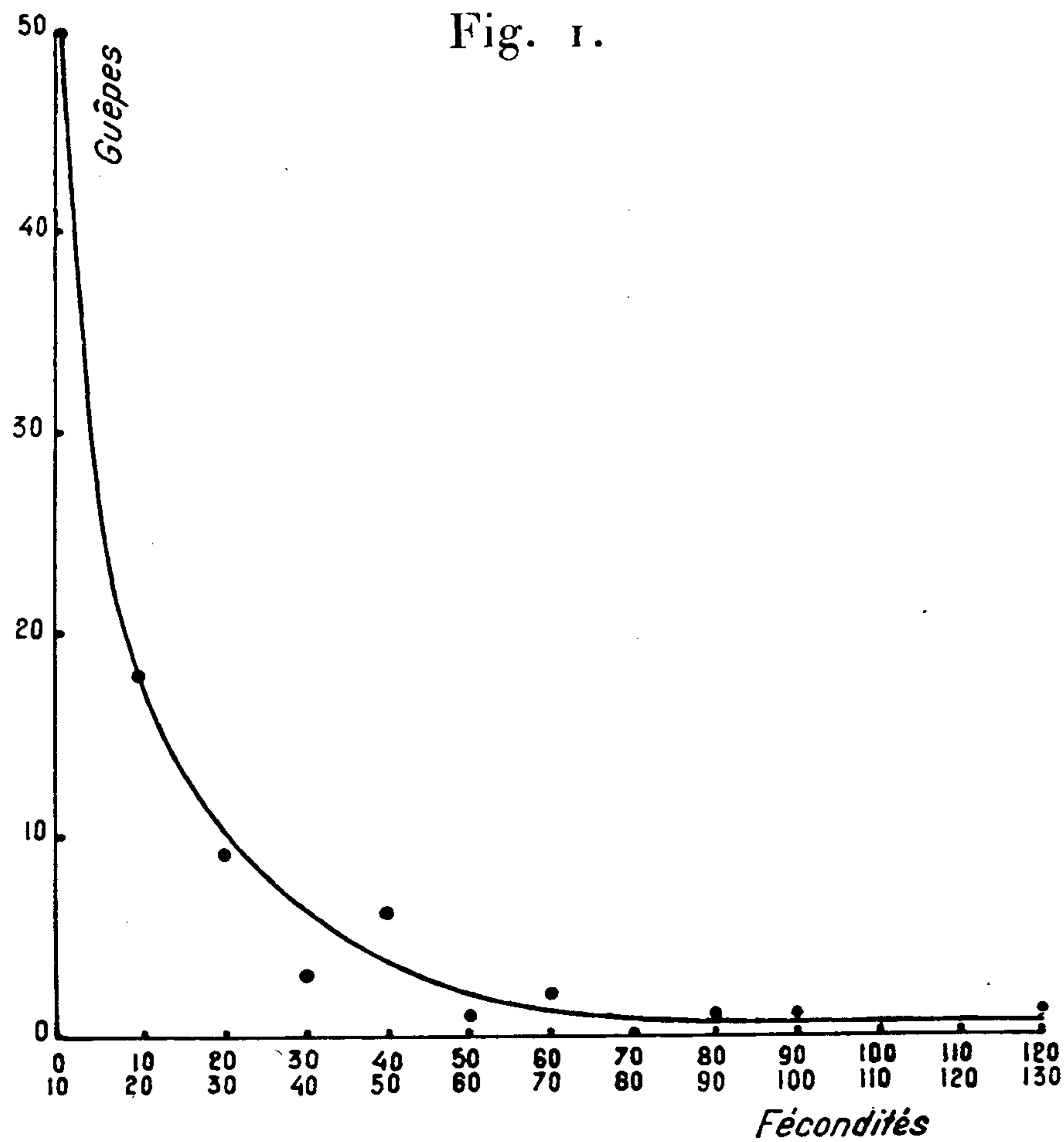


Fig. 1.
Guêpes
50
40
30
20
10
0
0 10
10 20
20 30
30 40
40 50
50 60
60 70
70 80
80 90
90 100
100 110
110 120
120 130
Fécondités

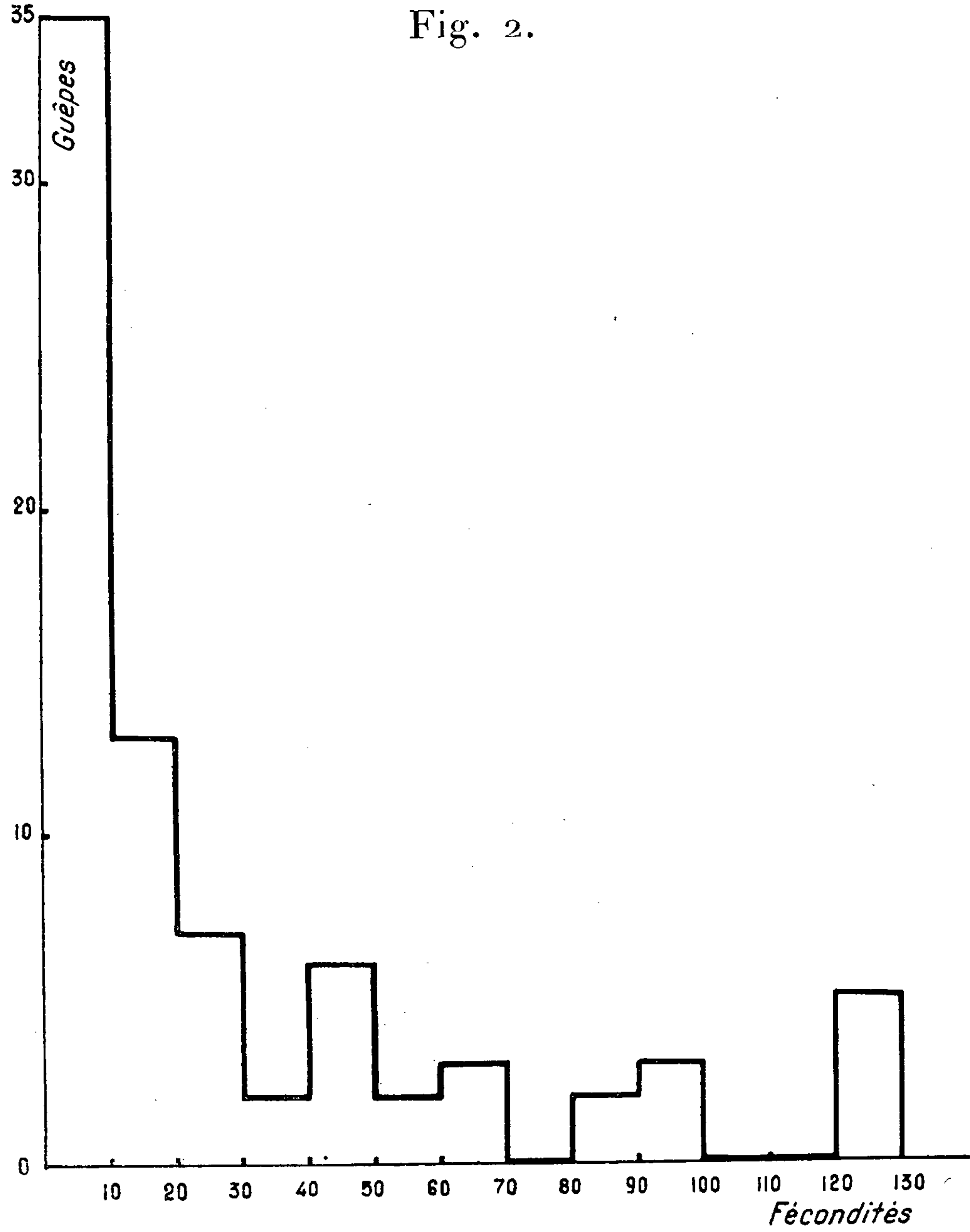


Fig. 2.
Guêpes
35
30
20
10
0
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
110
120
130
Fécondités

des classes (*voir* tableau). Ces calculs nous ont permis de dresser la figure 2; celle-ci représente en pourcentage la distribution des fécondités suivant les classes considérées. L'absence de données concernant les classes supérieures nous oblige à limiter notre étude aux classes inférieures à 130. On observe rarement des pontes supérieures à 300 œufs.

Malgré le caractère approximatif de cette analyse, on peut conclure que la distribution des fécondités chez *Polistes* ne suit pas la loi de Gauss-Laplace. La rupture est brutale entre les femelles médiocres et les bonnes. Par la suite, au contraire, la sélection devient progressive.

L'inégale proportion des bonnes et mauvaises pondeuses est un facteur très important, que L. Pardi (2) a négligé dans le problème de la monogynie fonctionnelle. Il n'est sans doute pas étranger au fait que plus le nombre des femelles augmente dans la société polygyne, moins stricte devient la monogynie. On notera enfin combien il est difficile de *prévoir* la fécondité d'un *Poliste.*

(1) Ed.-Ph. Deleurance, *Contribution à l'étude biologique des Polistes.* I. *L'activité bâtisseuse* (sous presse).

(2) *Boll. Istit. Ent. Bologna*, 16, 1946, p. 25-48.

GÉNÉTIQUE. — *Étude génétique de la mutation* bilineata *d'*Idotea tricuspidata *Desmarest* (*Isopode Valvifère*). Note de M^lle^ **Emmanuelle Hamelin**, présentée par M. Louis Fage.

Un gène *B* dominant, autosomique, conditionne la réalisation d'un phénotype, appelé *bilineata* dans cette Note, chez les ♀ d'*I. tricuspidata*; les ♀ de phénotype *uniforme* sont *bb*. La présence de *B* ne se manifeste jamais chez les ♂ qui demeurent *uniforme*. Le caractère *bilineata* est donc strictement limité au sexe ♀.

Les nombreuses variétés de coloration d'*Idotea tricuspidata* ont été signalées par Pallas, dès 1772 (1); leur description fait l'objet du Mémoire classique de Matzdorff (1882) (2). Beaucoup plus récemment, Koepcke (1948) (3) a dressé un véritable inventaire monographique des types de polychromatisme sous lesquels se présentent les espèces *I. tricuspidata, I. emarginata, I. granulosa, I. viridis.*

Si le polychromatisme des Idotées est ainsi bien connu du point de vue descriptif, peu de travaux ont été, jusqu'à présent, consacrés à l'analyse de son déterminisme.

S. Suneson (1947) (4) a précisé l'importance des phénomènes d'adaptation chromatique chez ces Valvifères; il résulte cependant clairement de ce travail et d'observations immédiates portant sur des populations naturelles, que la gamme des phénotypes majeurs des espèces d'Idotées ne saurait

être interprétée comme le résultat d'adaptations d'un même phénotype à des milieux différents.

D'ailleurs, A. Remane [5] avait, dès 1931, émis l'hypothèse d'un déterminisme héréditaire des diverses variétés de coloration d'*Idotea tricuspidata*, mais sans étayer cette opinion par des preuves génétiques réellement probantes.

Des recherches préliminaires de C. Bocquet [6] lui ayant montré que la réalisation de certains phénotypes d'*I. emarginata* était sous contrôle génique, il m'a paru intéressant de reprendre, de façon aussi complète que possible, l'étude du déterminisme du polychromatisme chez *I. tricuspidata*, plus abondante au large de Luc-sur-Mer qu'*I. emarginata*.

La présente Note se rapporte à un type structural de pigmentation bien tranché, défini ci-dessous, et que j'appellerai phénotype *bilineata*.

Description du phénotype bilineata. — Les populations naturelles des côtes du Calvados renferment, entre autres phénotypes, dont le plus fréquent correspond à une coloration parfaitement uniforme due à la répartition régulière des mélanophores sur toute la surface du corps (phénotype *uniforme*), quelques exemplaires montrant deux bandes claires marginales qui contrastent, en général, extrêmement avec le brun sombre de la face dorsale de l'animal. Chez ces « einstreifigen Individuen » (C. Matzdorff, 1882, *fig.* 2 et 3) [2], les marges incolores s'étendent sur la totalité des plaques coxales, sur les parties latérales de tous les segments thoraciques et, recouvrant le bord des segments abdominaux, se terminent, en s'amincissant, vers le milieu du pléotelson. La large bande médiane sombre parcourt toute la longueur du corps de l'animal, de l'extrémité antérieure de la tête, qu'elle couvre totalement, à l'extrémité postérieure du pléotelson, gardant, dans toute son étendue, une largeur à peu près constante; le plus souvent d'un brun sombre, elle peut cependant prendre toutes les couleurs comprises entre le gris jaune et le brun; enfin, elle est parfois bordée sur toute sa longueur, sauf au niveau de la tête, d'un fin liséré de leucophores. Ce phénotype *bilineata* ne se réalise que chez les femelles : aucun mâle *bilineata* n'a été rencontré dans les populations naturelles, ni, comme nous le verrons ci-dessous, dans les élevages effectués.

Résultats génétiques relatifs au phénotype bilineata. — Six femelles *bilineata*, recueillies ovigères dans la nature, ont donné, en première génération, 339 ♀ réparties en 168 *bilineata* pour 171 *uniforme*, ce qui correspond manifestement à la proportion 1 : 1. Les 241 ♂ provenant de ces six descendances appartenaient, sans aucune exception, au phénotype uniforme.

Les descendances de deuxième génération, issues des croisements réalisés entre ♀ et ♂ de F_1, se répartissent en quatre catégories, suivant les types

et les proportions relatives des ♀ qu'elles comportent, tous les ♂ étant, comme pour la première génération, de phénotype *uniforme.*

a. 5 ♀ *bilineata* ont donné, chacune, des ♀ *bilineata* et *uniforme* dans une proportion ne différant pas, de façon significative, du rapport 3 : 1. Au total, 134 ♀ *bilineata* ont été obtenues pour 47 ♀ *uniforme.*

b. 4 ♀ *bilineata* ont conduit, chacune, à des ♀ *bilineata* et *uniforme* dans une proportion qui ne s'écarte pas, de manière significative, du rapport 1 : 1. Au total, 64 ♀ *bilineata* pour 49 ♀ *uniforme* ont été élevées jusqu'à l'état adulte.

c. 4 ♀ *uniforme* ont présenté également les deux types de ♀ dans une proportion ne différant pas statistiquement du rapport 1 : 1. Elles ont fourni, au total, 96 ♀ *bilineata* pour 115 ♀ *uniforme.*

d. 3 ♀ *uniforme* ont donné exclusivement des ♀ *uniforme* (105).

Il est important de noter que le sex-ratio est, en règle très générale, normal pour ces descendances; quelques rapports s'écartant de l'unité ont cependant été trouvés, le nombre des ♂ étant alors moitié ou, exceptionnellement, de l'ordre de 1/3 ou 1/4 de celui des ♀.

Les résultats de première génération ne peuvent s'interpréter que par l'équation génétique suivante dans laquelle *B* est employé comme symbole d'un gène *bilineata*, dominant son allèle *b* qui, à l'état homozygote, détermine le phénotype *uniforme*,

$$♀\ Bb + ♂\ bb \rightarrow 1/2\ Bb + 1/2\ bb.$$

Mais on voit qu'il faut admettre : 1° que les ♂ ayant fécondé les ♀, avant leur récolte, étaient tous de génotype *uniforme.* Cette hypothèse est légitime en raison de la proportion très élevée des individus *uniforme* dans les populations naturelles;

2° que, aux deux constitutions génotypiques *Bb* et *bb*, correspondent deux phénotypes *bilineata* et *uniforme* chez les ♀ seules. Les ♂, au contraire, qu'ils soient *Bb* ou *bb*, ne réalisent que le seul phénotype *uniforme*, le gène *B* ne pouvant, lorsqu'il est présent, se manifester phénotypiquement. Autrement dit, *B* est un gène à manifestation « sex-limited ».

Les résultats de deuxième génération démontrent le bien-fondé de cette seconde assertion. Les catégories (*a*) et (*c*) ne peuvent se comprendre que si le caractère *B* est présent dans certains spermatozoïdes cependant produits par des ♂ *uniforme* :

(*a*) $♀\ Bb \times ♂\ Bb \rightarrow 1/4\ BB + 1/2\ Bb + 1/4\ bb,$

(*c*) $♀\ bb \times ♂\ Bb \rightarrow 1/2\ Bb + 1/2\ bb.$

Remarquons d'ailleurs que, sur 16 croisements réalisés en F_2, 9 ont utilisé des ♂ *Bb*, 7 des ♂ *bb*, ce qui correspond bien à la proportion 1 : 1 des deux génotypes ♂ en F_1.

L'existence d'une hérédité limitée au sexe est également confirmée par le croisement d'un ♂ *uniforme* de F_1 avec une ♀ *uniforme* de souche pure, qui a donné 50 ♀ *bilineata* pour 50 ♀ *uniforme* et 78 ♂ tous *uniforme*.

Enfin, les produits de deux croisements entre ♀ *bilineata* de F_1 et ♂ *uniforme* de souche pure : 78 ♀ *bilineata* pour 70 ♀ *uniforme* (chiffres qui ne diffèrent manifestement pas de la proportion 1 : 1) confirment la dominance du gène *B*.

Le phénotype *bilineata* dépend donc de la présence dans le génome des ♀, d'un gène *B*, dominant, autosomique; il n'existe pas de différence phénotypique entre les ♀ hétérozygotes *Bb* et homozygotes *BB* (réalisées dans les croisements de type *c*); les ♀ *uniforme* correspondent à la formule recessive homozygote *bb*; le gène *B* ne se manifeste jamais, ni à l'état hétérozygote, ni à l'état homozygote, dans le phénotype ♂, qui demeure *uniforme*. La réalisation du phénotype *bilineata* est donc strictement limitée au sexe ♀.

(1) *Specilegia Zoologica*, 1, fasc. IX, Berolini, 1772.
(2) *Ueber die Färbung von* Idotea tricuspidata *Desm.*, Jena, Inaug. Diss., 1882.
(3) *Zool. Jahrb.*, *Zool.*, 61, 1948, p. 413-450.
(4) *Kungl. Fysiog. Sällsk. Handl.*, N. F. 58, n° 5, 1947, p. 1-34.
(5) *Verh. Deutsch. Zool. Ges.*, 1931, p. 109-114.
(6) *Titres et Travaux Scientifiques*, 1954.

PHARMACOLOGIE. — *Mécanisme de l'action excitoganglionnaire exercée par la choline et certains de ses esters, sur le duodénum de Rat, en présence d'atropine.* Note (*) de M^lle **Jeanne Lévy** et M^me **Estera Michel-Ber** (1), présentée par M. Léon Binet.

Les effets excitoganglionnaires exercés par la choline et certains de ses esters (acétique, propionique, butyrique, nitrique), sur le duodénum de Rat, en présence d'atropine, ont pour origine une action directe dépolarisante au niveau de la cellule ganglionnaire. L'acétyl-β-méthylcholine est dépourvue de cette propriété.

Nous avons antérieurement montré (2) que la choline et certains de ses esters exercent sur le duodénum de Rat, dans certaines conditions, une action excitoganglionnaire par un mécanisme impliquant une mise en liberté d'acétylcholine au niveau des fibres préganglionnaires. Cependant, nous n'avons pu émettre que des hypothèses en ce qui concerne le point d'attaque de l'acétylcholine.

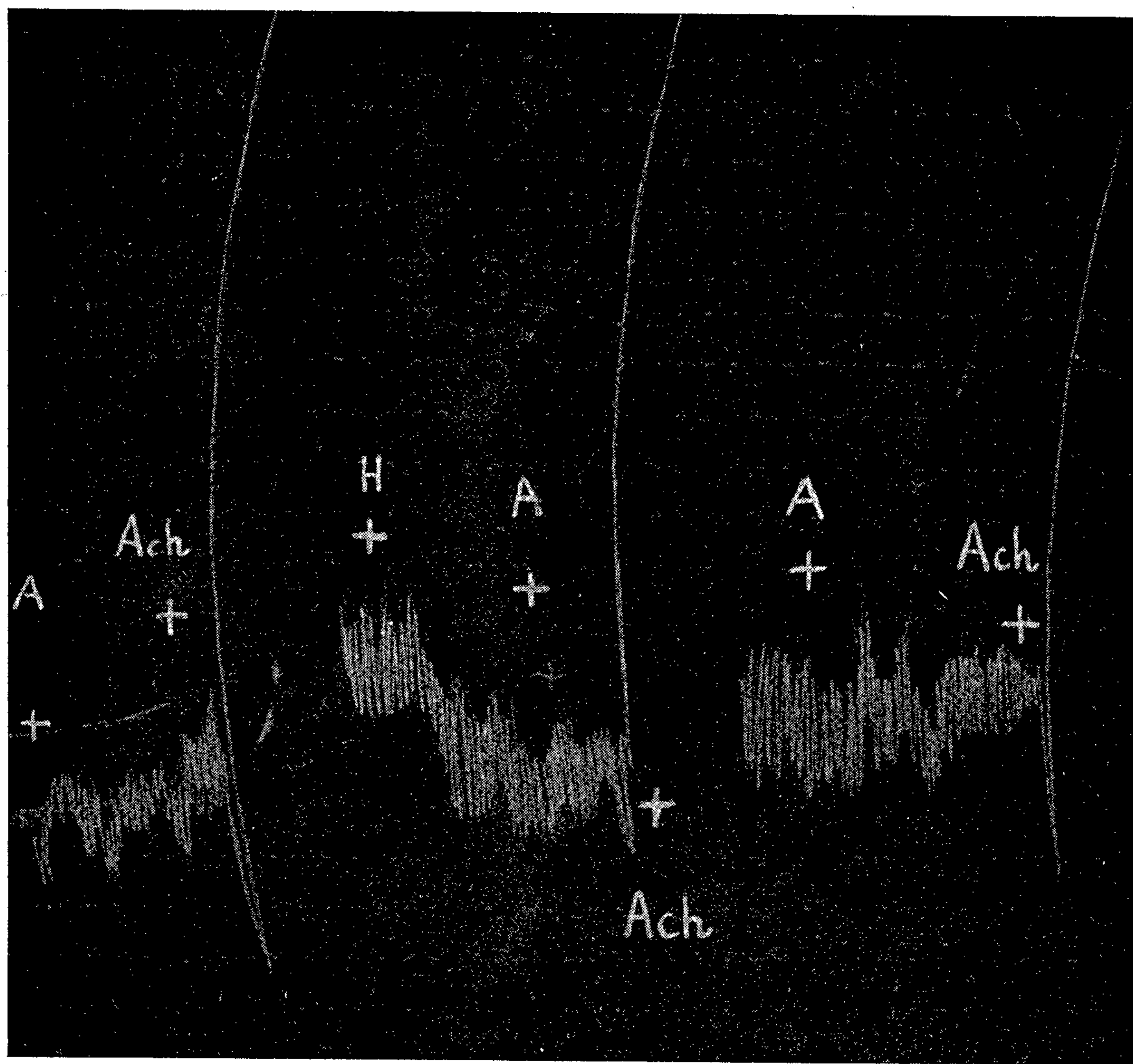
Or, l'atropine est capable, à des concentrations que nous avons déterminées (3) d'inhiber l'action muscarinique de l'acétylcholine, l'excitation des fibres préganglionnaires par les excitoganglionnaires (nicotine, phénoxycholine), sans bloquer l'action dépolarisante que ces derniers exercent au niveau de la cellule ganglionnaire elle-même.

Nous avons recherché si l'atropine permettrait de mettre en évidence la même action dépolarisante de la choline et ses esters.

En présence de concentrations appropriées d'atropine (*voir* tableau) la choline et certains de ses esters (acétique, propionique, butyrique et nitrique) exercent une action biphasique dont la phase initiale est constituée par une action dépressive suivie d'une action contracturante.

Substances choliniques.	Concentrations. 10^{-6}.	Sulfate d'atropine Concentrations. 10^{-6}.
Choline (chlorure)............	500 à 1 000	0,25 à 2,5
Ester acétique (chlorure) (*fig.* 1).	125 à 500	2,5 à 10
» propionique (perchlorate).	75 à 125	2,5 à 10
» butyrique (chlorure)......	5 à 12,5	0,025 à 0,25
» nitrique (perchlorate).....	125	2,5

Le caractère adrénergique de la phase dépressive est démontré par sa suppression par le chlorhydrate d'yohimbine (5.10^{-6}). Son point d'attaque au niveau de la cellule ganglionnaire (*fig.*) est démontré par sa suppression en présence de dibromure d'hexaméthonium (1 à 2.10^{-5}).



Duodénum isolé de Rat maintenu en survie dans 40 ml de tyrode.
En Ach administration de 10 mg de chlorure d'acétylcholine;
En A » de 250 µg de sulfate d'atropine;
En H » de 400 µg de dibromure d'hexaméthonium.

Quelles que soient les concentrations d'atropine et d'acétyl-β-méthylcholine utilisées, nous n'avons jamais observé d'action biphasique provoquée par cette dernière substance. L'acétyl-β-méthylcholine ([4]) est capable, sur le duodénum isolé, d'exercer une action excitoganglionnaire par un mécanisme qui implique une mise en liberté d'acétylcholine au niveau des fibres préganglionnaires, mais contrairement à la choline et à ses esters (acétique, propionique, butyrique et nitrique), elle ne semble pas agir directement au niveau de la cellule ganglionnaire.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

([1]) Avec l'aide technique de Laja Liblau.

([2]) J. Lévy et E. Michel-Ber, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2574; *J. Physiol.*, 47, 1955, p. 575.

([3]) J. Lévy et E. Michel-Ber, *Comptes rendus*, 239, 1956, p. 1691.

([4]) J. Lévy et E. Michel-Ber, *Comptes rendus*, 243, 1954, p. 327.

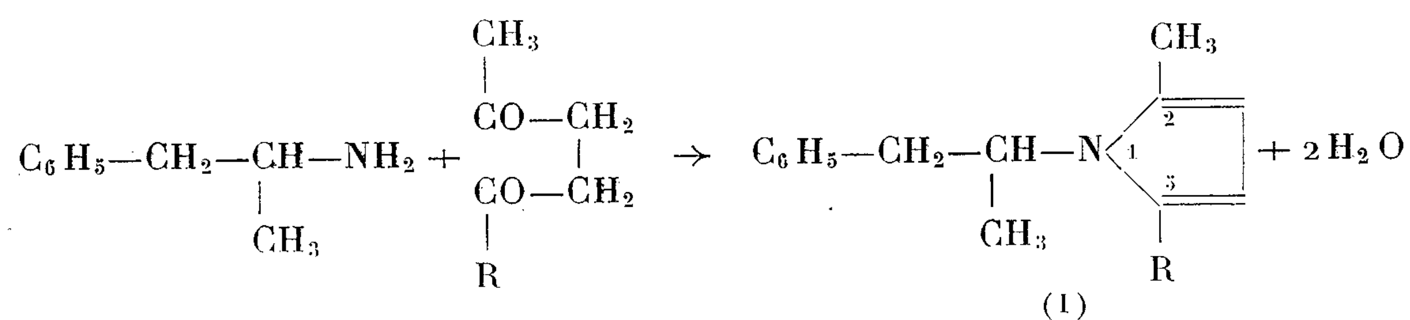
CHIMIE THÉRAPEUTIQUE. — *Sur quelques nouveaux dérivés de la β-phénylisopropylamine (ou d.l-amphétamine) à activité prolongée.* Note de M. N. **Dat Xuong**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

A partir de la β-phénylisopropylamine, on a préparé une série de dérivés hétérocycliques azotés et N-acylés, en vue d'un examen de leurs propriétés pharmacodynamiques éventuelles.

Souvent prescrite pour ses propriétés sympathomimétiques, la *d.l*-amphétamine constitue un puissant antidote des barbituriques et un adjuvant efficace dans le traitement des psychoses de toxicomanes en sevrage. Toutefois, son action reste fugace car elle subit un rapide métabolisme dans l'organisme humain.

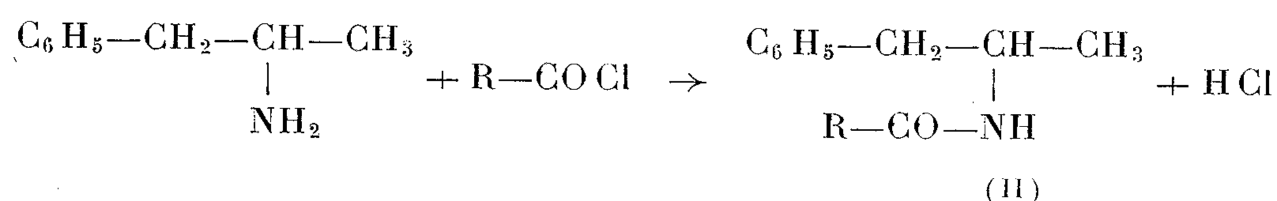
Afin d'obtenir une activité thérapeutique plus prolongée, il serait intéressant de modifier sa structure moléculaire, soit par la formation d'hétérocycles azotés, soit par la création d'une fonction amide difficilement hydrolysable ([1]).

Ainsi, la condensation de la β-phénylisopropylamine avec des γ-dicétones, dans les conditions de la réaction de Knorr-Paal ([2]), conduit à des pyrroles trisubstitués (I).

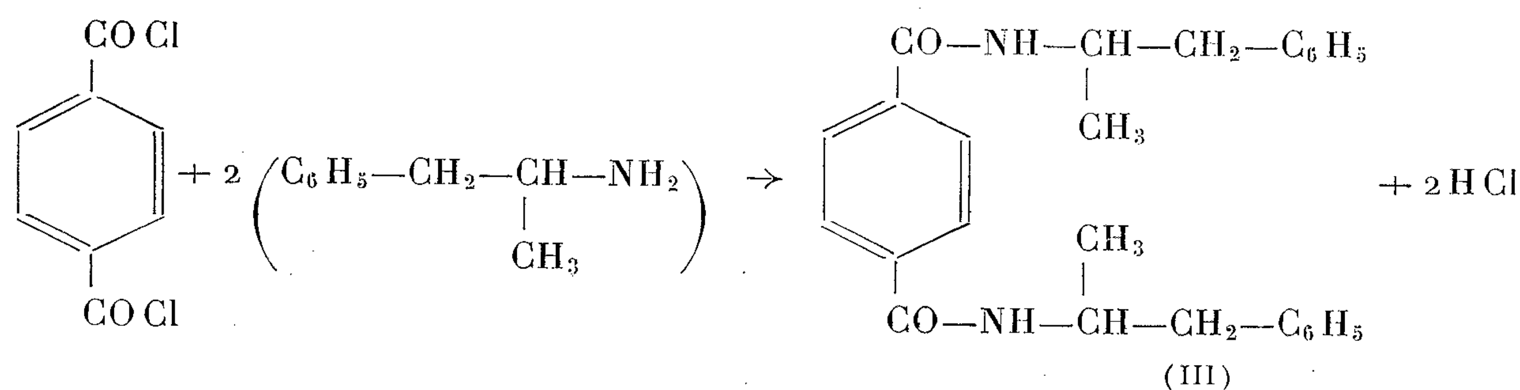


D'autre part, sa N-acylation au moyen de divers chlorures d'acides, en

milieu éthéré anhydre ou pyridinique, permet d'accéder à des amides de formule (II) :



La N.N'-di-(β-phénylisopropyl) téréphtalamide (III) est obtenue, de façon identique, en traitant deux moles de *d.l*-amphétamine par une mole de chlorure de phtalyle :



β-(*Phénylisopropyl*)-1 *diméthyl*-2.5 *pyrrole* [(I); R = —CH_3]. — Un mélange de 1/10e de mole de β-phénylisopropylamine, de 1/8e de mole d'hexanedione-2.5 est chauffé au reflux pendant 1 h et distillé sous vide : liquide fluide incolore, brunissant à la conservation E_{22} 172°, n_D^{22} 1,5499 ($C_{15}H_{19}N$, calculé %, C 84,5 et H 8,9; trouvé %, C 84,2 et H 8,5).

β-(*Phénylisopropyl*)-1 *méthyl*-2 *phényl*-5 *pyrrole* [(I); R = C_6H_5—]. — Préparé à partir de la phénacylacétone : huile visqueuse $É_{15}$ 210°, cristallisant de l'éther de pétrole léger en paillettes nacrées incolores, F 56° ($C_{20}H_{21}N$, calculé %, C 87,3 et H 7,7; trouvé %, C 86,9 et H 7,9).

Voici quelques exemples d'amides dérivées de la *d.l*-amphétamine :

1° N-(β-*Phénylisopropyl*) *amide de l'acide* 2-*thénoïque* [(II); R = (thiényl-2)]. — Fins cristaux incolores (de l'éthanol) F 126° ($C_{14}H_{15}ONS$, calculé %, C 68,5 et H 6,1; trouvé %, C 68,1 et H 6,03).

2° N-(β-*Phénylisopropyl*) *amide de l'acide p-tertiobutylbenzoïque* [(II); R = $(CH_3)_3$C—C_6H_4—]. — Poudre microcristalline incolore (de l'éthanol) F 125° ($C_{20}H_{25}ON$, calculé %, C 81,4 et H 8,5; trouvé %, C 81,2 et H 8,3).

3° N-(β-*Phénylisopropyl*) *amide de l'acide* β-(*p-isopropylphényl*) *propionique* [(II); R = $(CH_3)_2$CH—C_6H_4—CH_2—CH_2—]. — Huile visqueuse $É_{18}$ 262° cristallisant de l'éther de pétrole léger en fines aiguilles soyeuses incolores, F 77° ($C_{21}H_{27}ON$, calculé %, C 81,6 et H 8,7; trouvé %, C 81,3 et H 8,1).

4° N-(β-*Phénylisopropyl*) *amide de l'acide* γ-*éthylcyclohexylbutyrique* [(II); $R = C_6H_{11}-CH(C_2H_5)-CH_2-CH_2-$]. — Huile visqueuse jaune pâle $É_{16}$ 254°, n_D^{23} 1,5092 ($C_{21}H_{33}ON$, calculé %, C 80,0 et H 10,5; trouvé %, C 79,6 et H 10,1).

5° N. N'-*di*(β-*phénylisopropyl*) *amide de l'acide téréphtalique* (III). — Cristallisant de l'acide acétique en très fines aiguilles brillantes incolores F 263° ($C_{26}H_{28}O_2N_2$, calculé %, C 78,0 et H 7,0; trouvé %, C 77,7 et H 6,8).

(1) J. Régnier, A. Quevauviller et A. Fieyre, *Bull. Sc. Pharm.*, 47, 1940, p. 69.
(2) L. Knorr, *Ber., d. Chem. Ges.*, 18, 1885, p. 299; C. Paal, *ibid.*, 18, 1885, p. 367.

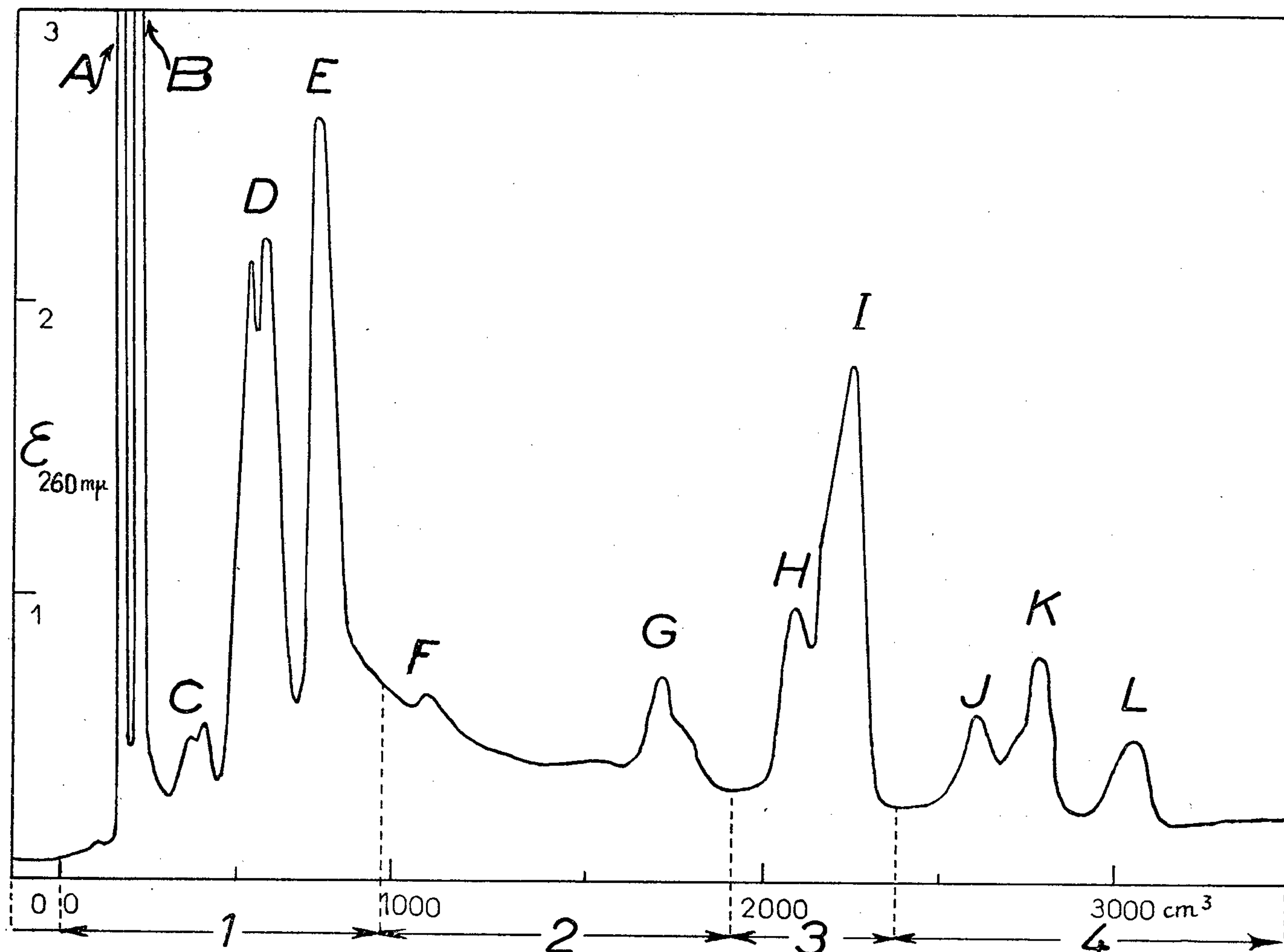
CHIMIE BACTÉRIOLOGIQUE. — *Les nucléotides libres de* Micrococcus lysodeikticus. Note de M. **Jean Grégoire**, M^mes **Jana Grégoire** et **Nicole Limozin** (1), présentée par M. Gabriel Bertrand.

Appliquée à l'analyse des tissus animaux, la méthode chromatographique très sensible de Cohn et coll. (2), (3) a permis de mettre en évidence dans ces tissus la présence de nouveaux coenzymes dérivés de l'adénosine, de la guanosine, de l'uridine et de la cytidine. Jusqu'à présent cette méthode a été peu utilisée pour l'étude des microorganismes (4), (5).

Nous rapportons dans cette Note les premiers résultats de nos analyses sur la composition d'extraits acides de *Micrococcus lysodeikticus* (Fleming, 1922) en nucléotides libres. Les bactéries, cultivées sur gélose nutritive ordinaire à 37°, ont été récoltées après 48 h, lavées au ClNa à 9 ‰, centrifugées, traitées par l'air liquide et extraites par l'acide perchlorique 0,6 N à 0° selon la technique de R. B. Hurlbert et coll. (6). L'extrait a été soumis à un premier fractionnement par passage sur colonne d'échangeur d'anion à ammonium quaternaire Dowex 1, les nucléotides adsorbés ont été élués par des solutions de concentrations croissantes en acide formique et en formiate d'ammonium (6). Ceux-ci se distribuent au sortir de la colonne en 12 fractions principales (pour la plupart hétérogènes) désignées par les lettres de A à L sur la courbe d'élution représentée ci-après.

L'individualisation des différents nucléotides nécessite une nouvelle chromatographie de chaque fraction sur colonne de Dowex, l'élution étant effectuée cette fois à l'aide d'une solution de concentration croissante en formiate d'ammonium de pH 4,9. On se débarrasse de l'éluant en fixant les nucléotides sur charbon « Activit 50 XL » et en les extrayant par l'alcool à 1 % d'ammoniaque. Les corps purs ainsi séparés ont été identifiés d'après les critères suivants : comportement chromatographique sur Dowex et sur papier, spectres d'absorption en milieu acide, alcalin et après addition

de CNK (pour les di- et triphosphopyridine-nucléotides) ([7]), teneur en ribose ([6]), en phosphore (total, acidolabile, hydrolysable par la 5′ nucléotidase du venin de *Crotalus adamanteus*) ([8]), en bases purique ou pyrimidique après hydrolyse par l'acide formique, séparation par chromatographie bidimensionnelle sur papier (premier solvant : alcool isopropylique 2 N en HCl, deuxième solvant : butanol NH_3), révélation et dosage par le procédé de R. Markham et J. D. Smith ([9]).



Chromatographie d'un extrait de 15 g de bactéries (poids sec) sur Dowex 1 (formiate).
Colonnes de 15 × 2,5 cm², de Dowex 1-X-10, 200-400 mailles.
Courbe d'élution.
Abscisses : volume d'éluant.
Ordonnées : densité optique à 260 mμ des éluats recueillis par fractions de 5 cm³.
Les valeurs trop élevées pour être portées en ordonnée sont A = 31, B = 24.
1. eau, acide formique 4M; 2. acide formique 4M + formiate d'ammonium 0,2 M;
3. acide formique 4M + formiate d'ammonium 0,4M; 4. acide formique 4M + formiate d'ammonium 1M.

Résultats. — Les composés suivants, indiqués d'après leur ordre d'émergence de la colonne ont été identifiés : diphosphopyridine-nucléotide (faible quantité), cytidine-5′-monophosphate, adénosine-5′-monophosphate, guanosine-monophosphate (faible quantité), triphosphopyridine-nucléotide (faible quantité), uridine-5′-monophosphate, inosine-5′-monophosphate, adénosine-5′-diphosphate, guanosine-diphosphate (faible quantité), uridine-5′-diphosphate, adénosine-5′-triphosphate, guanosine-triphosphate, et uridine-triphosphate (faibles quantités).

Les fractions A, D, F, G, J, L renferment en outre des composés qui n'ont pas encore été entièrement identifiés. Ce sont :

Fraction A. — 1° Un composé, exempt de phosphore et de ribose, ayant un maximum d'absorption dans l'ultraviolet à 267 mμ à pH 1 et à 288 mμ à pH 12,5. Cette substance a un R_F élevé dans l'alcool isopropylique 2 N en CHl et un faible R_F dans le butanol ammoniacal, ceci suggère l'existence de groupements acides dans la molécule.

2° Un composé, exempt de ribose, donnant par hydrolyse acide de la nicotinamide identifiée par chromatographie bidimensionnelle et par son spectre en milieu acide et en milieu alcalin.

Fraction D. — Deux adénosine-monophosphates caractérisés par leur spectre ultraviolet et par leurs proportions équimoléculaires d'adénine, de ribose et de phosphore.

Cette fraction renferme en outre une petite quantité de cytidine-monophosphate provenant vraisemblablement de la dégradation de l'acide cytidine-diphosphorique.

Fraction F. — Un adénosine diphosphate différent de l'ADP.

Fraction G. — Deux adénosine-polyphosphates.

Fraction H. — Un adénosine-triphosphate différent de l'ATP.

Fraction L. — Un dérivé élué de la colonne après l'uridine-5'-triphosphate. Ce dérivé très acide, contenant de l'adénine et ayant un maximum d'absorption dans l'ultraviolet à 258 mμ à pH 1 pourrait être l'adénylsulfate, coenzyme de la sulfoconjugaison du paranitrophénol, dont la synthèse enzymatique a été réalisée par H. Hilz et F. Lipmann [10]. L'analyse de ce dérivé sera poursuivie ultérieurement, car les essais effectués sur la très faible quantité de substance disponible ne nous ont pas permis d'établir avec certitude la présence d'un groupe sulfate dans la molécule.

(1) L. Colobert et J. Ranque nous ont aidé pour la préparation des cultures. P. Caselli nous a fourni une souche de *Micrococcus lysodeikticus* et nous a fait part de son expérience sur la biochimie de cette bactérie [11].

(2) W. E. Cohn, *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 1471.

(3) W. E. Cohn et E. Volkin, *J. Biol. Chem.*, 203, 1953, p. 319.

(4) A. Ballio, C. Casinovi et G. Serlupi-Crescenzi, *Bioch. Biophys. Acta*, 20, 1956, p. 414.

(5) J. Baddiley, J. G. Buchanan, B. Carss, A. P. Mathias et A. R. Sanderson, *Biochem. J.*, 64, 1956, p. 599.

(6) R. B. Hurlbert, H. Schmitz, A. F. Brumm et V. R. Potter, *J. Biol. Chem.*, 209, 1954, p. 23.

(7) S. P. Colowick, N. O. Kaplan et M. M. Ciotti, *J. Biol. Chem.*, 191, 1951, p. 447.

(8) L. A. Heppel et R. J. Hilmoe, *J. Biol. Chem.*, 188, 1950, p. 665.

(9) *Biochem. J.*, 45, 1949, p. 294.

(10) *Proc. Nat. Ac. Sc.*, 41, 1955, p. 880.

(11) P. Caselli et R. C. Carta, *Riv. Biol.*, 43, 1951, p. 547.

La séance est levée à 15 h 45 m.

R. C.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE DÉCEMBRE 1956.

Extraits des Rapports présentés au *VI*e *Congrès international de la Science du Sol*. Vol. 91. *Les principaux groupes de sols du nord-ouest de Madagascar*, par P. SEGALEN. Vol. 93. *Les sols sur Roches vertes en zone forestière de Côte-d'Ivoire, leur vocation bananière et cacaoyère*, par NOËL LENEUF. Paris, 1956; 2 fasc. 24,5 cm.

Influence des facteurs climatiques sur l'érosion du sol, estimation des transports solides effectués en suspension par les cours d'eau, par FRÉDÉRIC FOURNIER. Assemblée générale de Rome, T. III. Extrait de la *Publication* n° 38 *de l'Association internationale d'hydrologie*; 1 fasc. 25 cm.

Polska Akademia Nauk. Instytut Biologii Doświadcznalnej im. m. nenckiego. *Marceli NenckiMaterialy Biograficzne i Bibliograficzne*, Opracowaly ANIELA SZWEJCEROWA I JADWIGA GROSZYŃSKA. Warszawa, 1956; 1 vol. 24,5 cm.

Floræ Wallesiacæ supplementum. Supplement zu Henri Jaccards Catalogue de la Flore valaisanne. Unter Benützung eines von Jaccard nachgelassenen Manuskriptes bearbeitet, par ALFRED BECHERER, in *Mémoires de la Société helvétique des Sciences naturelles*. Vol. LXXXI, Zürich, 1956; 1 vol. 32,5 cm.

L'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques. Actes de la Conférence internationale de Genève, août 1955. Vol. XI. *Effets biologiques des rayonnements*. Genève, Nations Unies; 1 vol. 28 cm.

Haut Commissariat de Madagascar et dépendances. *Carte minière et des indices de Madagascar en treize feuilles*, à l'échelle du 1/500 000e, par HENRI BESAIRIE. Tananarive, Service géologique, 1956; 2 pochettes, 30 cm.

Id. Travaux du bureau géologique. N° 77 : *Le système crétacé à Madagascar*, par HENRI BESAIRIE et M. COLLIGNON. N° 78 : *Notes posthumes. Minéralogie, pétrographie, Madagascar*, par ALFRED LACROIX. Tananarive, Service géologique, 1956; 2 vol. polycopiés, 32 cm.

Actualités scientifiques et industrielles. Exposés de physique moléculaire. I. *Les bandes moléculaires dans les spectres stellaires*, par POL SWINGS, 1932; III. *Molécules diatomiques. Étude des termes spectraux*, par POL SWINGS, 1933; IV. *Spectres moléculaires. Étude des molécules diatomiques*, par POL SWINGS, 1933; V. *La fluorescence des molécules diatomiques. Molécules homopolaires des groupes V, VI, VII du tableau périodique*, par POL SWINGS, 1934; VI. *La fluorescence des molécules diatomiques. Phénomènes complexes*, par POL SWINGS, 1934; VII. *Travaux récents sur les molécules dans le Soleil, les Planètes et les Étoiles*, par POL SWINGS, 1934. Paris, Hermann; 6 fasc. 25 cm.

Id. *Exposés d'astronomie stellaire*. V. *Les spectres des nébuleuses gazeuses*, par POL SWINGS. Paris, Hermann, 1935; 1 fasc. 25 cm.

Über das Resonanzspektrum des Schwefeldampfes, von POL SWINGS. Extrait de *Zetschrift für Physik*, T. 61, fasc. 9-10, 1930; 1 fasc. 23 cm.

Sur le spectre de résonance de la vapeur de soufre, par POL SWINGS. Extrait des *Comptes rendus des séances de la Société polonaise de physique*. Vol. V, fasc. 1, 1930; 1 fasc. 23 cm (en langue polonaise).

Sur le spectre de résonance des molécules diatomiques de soufre, par Pol Swings. Bruxelles, Marcel Hayez, 1931 ; 1 fasc. 23 cm.

La fluorescence des vapeurs, par Pol Swings. Extrait de la *Revue générale des Sciences*, 1932 ; 1 fasc. 21,5 cm.

Académie royale de Belgique. Extraits des *Bulletins de la classe des sciences*, 5e série. T. XVII, n° 2, 1931 : *Sur la perméabilité des verres aux radiations ultraviolettes*, par P. Gilard, Pol Swings, A. Hautot. T. XVII, n° 7, 1931 : *Sur les intensités des composantes des doublets de rotation dans le spectre de résonance du soufre*, par Pol Swings. T. XVII, nos 8-9 : *Démonstration de l'existence d'isotopes de l'atome du soufre, au moyen de l'analyse de la structure fine du spectre de résonance des molécules diatomiques* S_2, par Pol Swings. Bruxelles, Marcel Hayez ; 3 fasc. 24 cm.

Extraits des *Bulletins de l'Académie royale de Belgique* (classe des Sciences), n° 8, 1933 : *Identification d'un certain nombre de raies observées dans les spectres du disque et des taches du Soleil*, par Pol Swings ; nos 10-11, 1933 : *Note sur quelques spectres stellaires présentant à la fois les raies d'émission de* H, HeI, HeII, CIII, [OIII], *néb. et les bandes d'absorption de* T_iO, par Pol Swings, nos 10-11, 1933 : *Sur les bandes d'oxyde de scandium observées dans les spectres des étoiles froides*, par Pol Swings, nos 10-11, 1933 : *Sur la présence simultanée des bandes du carbone et de l'oxyde de titane dans les taches solaires*, par Pol Swings. Séance du 5 novembre 1949 : *Le spectre de la queue de la Comète Cunningham* (1940*c*, 1941I), par Pol Swings et H. Sauvenier. Séance du 3 avril 1954 : *Note sur le cinquième colloque international d'astrophysique, tenu à Liège les* 10, 11 *et* 12 *septembre* 1953, *consacré aux Processus nucléaires dans les astres*. Séance du 2 juillet 1955 : *Note sur le sixième colloque international d'astrophysique, tenu à Liège les* 15, 16 *et* 17 *juillet* 1954, *consacré aux Particules solides dans les astres* par Pol Swings ; 7 fasc. 24 cm.

Académie royale de Belgique. Extraits du *Bulletin de la classe des Sciences*, 5e série. T. XVIII, n° 5, 1932 : *Sur l'existence d'isotopes de* S_e *et* T_e, *déduite de l'examen des multiplets de résonance de* S_{e2} *et* T_{e2}, par Pol Swings et Y. Cambresier. T. XXXVI, 1950 : *Identification de la molécule triatomique ionisée* CO_2^+ *dans la queue de la Comète Cunningham* (1940*c*, 1941I), par Pol Swings. T. XXXVIII, 1952 : *Identification et signification astronomique des raies interdites du fer et d'autres métaux*, par Pol Swings. Bruxelles, Palais des Académies ; 3 fasc. 24,5 cm.

Extraits du *Bulletin de la Société royale des sciences de Liège ;* n° 3, 1932 : *Quelques considérations à propos des bandes ultraviolettes de CN sans les spectres stellaires*, par Pol Swings ; n° 5, 1932 : *Quelques considérations déduites du spectre de résonance de la vapeur diatomique de tellure*, par Pol Swings et J. Piérard ; n° 6, 1932 : *Remarque sur le spectre de résonance de la vapeur diatomique de bismuth*, par Pol Swings ; n° 11, 1932 : *Sur les* ds^2 *d'espace-temps contenant des termes en* dt^2, par Pol Swings ; nos 4-5, 1935 : *Résultats généraux d'une analyse spectrographique des eaux naturelles de la région de Spa*, par Pol Swings et R. Vivario ; nos 6-7, 1935 : *Note sur les déterminations spectrophotométriques de parallaxes stellaires basées sur les intensités des bandes moléculaires*, par Pol Swings et E. Bury ; nos 3-4, 1938 : *Le profil des raies d'absorption dans une atmosphère stellaire stratifiée*, par Pol Swings et P. Ledoux ; n° 5, 1938 : *Les intensités relatives des raies moléculaires d'absorption dans les spectres stellaires*, par Pol Swings et D. Crespin ; n° 2, 1950 ; *Le jumelage des systèmes dispersifs au sein des spectrographes*, par Pol Swings ; n° 3, 1950 : *Remarques sur les systèmes catadioptriques de Bouwers*, par Pol Swings et *Remarques concernant les spectrographes de haute luminosité*, par Pol Swings ; 11 fasc. 24 cm.

(*à suivre.*)

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 7 JANVIER 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce le décès, survenu à Paris, le 2 janvier, de M. **Paul de Peyerimhoff de Fontenelle**, Correspondant pour la Section de Zoologie. Il invite l'Académie à se recueillir en silence, pendant quelques instants, en signe de deuil.

La Notice nécrologique d'usage sera déposée en l'une des prochaines séances par M. **Émile Roubaud**.

M. **Roger Brard**, élu Membre de la Section de Géographie et Navigation le 26 novembre 1956 en remplacement de M. *Jean Tilho*, décédé, est introduit en séance par M. le Secrétaire perpétuel pour les Sciences mathématiques et physiques.

M. le Président donne lecture du décret, en date du 13 décembre 1956, approuvant son élection; il lui remet la médaille de Membre de l'Institut et l'invite à prendre place parmi ses Confrères.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Détermination des surfaces minima du type $a(x)+b(y)=c(z)$.* Note (*) de M. **Maurice Fréchet**.

Le problème posé dans le titre a été déjà résolu par divers auteurs *dans le cas* où $c(z)\equiv z$.

L'idée de la généralisation actuelle tire son origine du fait que le type $a(x)+b(y)=c(z)$ est une des formes canoniques que nous avons obtenues pour les équations des surfaces « dérivables relativement à une règle de multiplication ».

Introduction. — Nous avons défini ailleurs ([1]) ce que nous appelons *les surfaces dérivables relativement à une règle de multiplication.* Tout ce qu'il suffit d'en retenir ici, c'est que nous avons, en même temps, déterminé ([1]) les équa-

tions canoniques de ces surfaces et que l'une d'elles est

$$a(x) + b(y) = c(z) \tag{1}$$

(où aucune des fonctions a, b, c n'est constante).

Comme d'autre part, certains auteurs ont antérieurement déterminé toutes les surfaces minima du type

$$z = a(x) + b(y), \tag{2}$$

il nous a paru intéressant et utile d'étendre leurs recherches aux surfaces minima du type plus général (1), puisque ce type n'est pas seulement une généralisation analytique formelle, mais possède une signification particulière.

Forme générale des solutions. — Nous allons donner la liste des surfaces minima (réelles) du type (1) en considérant comme non distinctes de ces dernières celles qui se déduiraient de notre liste par déplacement, homothétie ou symétrie.

On y constatera ce résultat intéressant en lui-même que les équations des solutions du problème peuvent *toutes s'exprimer* au moyen de *combinaisons algébriques simples* de fonctions *classiques* (*polynomiales, exponentielles, trigonométriques ou elliptiques*).

On retrouvera dans cette liste des surfaces minima *bien connues, mais aussi d'autres surfaces minima* dont certaines, malgré la forme simple de leur équation, ne semblent pas avoir encore été signalées.

Nous avons ordonné la liste par familles, suivant le nombre de paramètres dont elles dépendent (naturellement sans tenir compte des termes θ, ε, ..., qui ne peuvent être égaux qu'à ± 1).

On trouvera *les démonstrations* de ces résultats, réparties dans les deux prochains cahiers des *Rendiconti del Circolo Matematico di Palermo*.

Liste des solutions. — *Avertissement.* — Il sera utile, pour la suite, de désigner d'avance par

$$\tau = \mathrm{E}(\varphi, k^2, \varepsilon, \theta, \theta_1)$$

la *fonction elliptique* de φ, inverse de

$$\varphi = \int \frac{d\tau}{\sqrt{\varepsilon(1+\theta\tau^2)(1+\theta_1 k^2\tau^2)}}$$

où ε, θ, θ_1 sont égaux à ± 1 et où k est un nombre positif tel que $\theta_1 k^2 \neq \theta$.

Surfaces isolées (*zéro paramètre*) :

$$z = 0, \qquad \cos z = e^y \cos x, \qquad \mathrm{ch}^2 z = x^2 + y^2,$$
$$\sin z = \mathrm{sh}\, x\, \mathrm{sh}\, y.$$

Surfaces dépendant d'un paramètre :

$$z = h \operatorname{arctg} \frac{y}{x},$$

$$\operatorname{th} z = \operatorname{tg} \frac{x}{\lambda} \operatorname{tg} \frac{y}{\mu} \qquad \text{avec} \quad \lambda\mu \neq 0, \qquad \lambda^2 + \mu^2 = 1 ;$$

$$\frac{\cos y}{\operatorname{sh} x} = \mathrm{E}\left(\frac{z}{\sqrt{|1 - \theta k^2|}}, k^2, \varepsilon, 1, \theta\right);$$

$$\frac{\operatorname{ch} y}{\cos x} = \mathrm{E}\left(\frac{z}{\sqrt{|1 - \theta k^2|}}, k^2, \varepsilon, -1, -\theta\right)$$

où dans ces deux seconds membres, ε et θ sont égaux à $\neq 1$, $k \pm 0$ et $\theta k^2 \neq 1$.

Surfaces dépendant de deux paramètres :

1°
$$\operatorname{arc\,tg} \mathrm{E}\left(\frac{z}{\sqrt{k_2}}, k_2^2, 1, 1, \theta\right)$$
$$= \operatorname{arc\,tg} \mathrm{E}\left(\frac{x}{\sqrt{k}}, k^2, 1, 1, \theta\right) + \operatorname{arc\,tg} \mathrm{E}\left(\frac{y}{\sqrt{k_1}}, k_1^2, 1, 1, \theta\right)$$

où $\theta = \pm 1$, k, k_1, k_2 sont positifs et $\neq 1$ quand $\theta = 1$.
et

$$k_2 = \left|\frac{1 + \theta k k_1}{k + k_1}\right|.$$

2°
$$\operatorname{arg\,th} \mathrm{E}\left(\frac{z}{\sqrt{k_2}}, k_2^2, \varepsilon_2, -1, -\theta\right)$$
$$= \operatorname{arg\,th} \mathrm{E}\left(\frac{x}{\sqrt{k}}, k^2, \varepsilon, -1, -\theta\right) + \operatorname{arg\,th} \mathrm{E}\left(\frac{y}{\sqrt{k_1}}, k_1^2, \varepsilon_1, -1, -\theta\right)$$

où ε, ε_1, ε_2, θ sont égaux à ± 1, k, k_1, $k_2 > 0$ et différents de 1 quand $\theta = 1$ et

$$k_2 = \left|\frac{1 + \theta \varepsilon \varepsilon_1 k k_1}{\varepsilon k + \varepsilon_1 k_1}\right|.$$

3°
$$\mathrm{E}\left(\frac{x}{\sqrt{1 + k^2}}; k_2, -\theta, -\theta, +\theta\right) \mathrm{E}\left(\frac{y}{\sqrt{1 + k_1^2}}, -\theta_1, -\theta_1, +\theta_1\right)$$
$$= k_2 \mathrm{E}\left(\frac{z}{\sqrt{|1 - k_2^2|}}, k_2^2, \theta_2, -\theta\theta_1, -\theta\theta_1\right)$$

où θ, θ_1, θ_2 sont égaux à ± 1, où k, k_1, k_2 sont positifs,

$$k_2 \neq 1 \qquad \text{et} \qquad k_2 = \frac{1}{k k_1}.$$

(*) Séance du 2 janvier 1957.
([1]) *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 636.

HYDRAULIQUE. — *Remarque sur la stabilité des chambres d'équilibre ordinaires ou à montage Venturi.* Note (*) de M. **Léopold Escande**.

La même condition de stabilité intervient, en pratique, pour les systèmes oscillants ou apériodiques.

L'étude de la stabilité, compte tenu des hypothèses de inéarisation de Thoma, se ramène à celle de l'équation différentielle suivante, entre grandeurs relatives :

$$\frac{d^2x}{dt'^2} - 2a\frac{dx}{dt'} + bx = 0,$$

avec

$$a = \pi\left(\frac{1}{h_0} - 2p_0\right),$$

$$b = 4\pi^2\left(1 - \frac{2p_0}{h_0}\right).$$

Dans ces expressions, si pour le débit maximum Q_0 et toujours entre grandeurs relatives, p'_0 représente la perte de charge dans le canal d'amenée ou la perte de charge à l'aval de la chambre d'équilibre quand il s'agit d'un canal de fuite, et e_0 la hauteur due à la vitesse au col du Venturi, ou, en l'absence de Venturi, au droit du raccordement de la chambre d'équilibre, on a

$p_0 = p'_0 + e_0$ pour une cheminée placée à l'aval du canal d'amenée,

$p_0 = p'_0 - e_0$ pour une cheminée placée à l'amont du canal de fuite.

Étudions l'équation caractéristique

$$r^2 - 2ar + b = 0.$$

En pratique, on a toujours

$$p_0 < \frac{h_0}{2},$$

et donc

$$b > 0.$$

Le produit des racines est positif : celles-ci ont donc un même signe, celui de leur somme, c'est-à-dire celui de a.

Étudions le discriminant Δ' :

$$\frac{\Delta'}{\pi^2} = a^2 - b = \left(\frac{1}{h_0} - 2p_0\right)^2 - 4\left(1 - \frac{2p_0}{h_0}\right),$$

$$\Delta' = \pi^2\left[\left(\frac{1}{h_0} + 2p_0\right)^2 - 4\right].$$

Dans le cas d'un canal d'amenée, pour lequel $p_0 = p'_0 + e_0$ est positif, on a

toujours

$$\frac{1}{h_0} + 2p_0 > -2.$$

Pour un canal de fuite où $p_0 = p'_0 - e_0$, cette inégalité est également vérifiée, même si p_0 est négatif, car elle s'écrit

$$\frac{1}{h_0} + 2p'_0 > -2 + 2e_0$$

et le premier membre est toujours supérieur au second, dans les applications pratiques, pour lesquelles e_0 reste d'ailleurs inférieur à l'unité.

Δ' sera donc positif ou négatif selon que l'on aura ou non

$$\frac{1}{h_0} + 2p_0 > 2 \qquad \text{ou} \qquad p_0 > 1 - \frac{1}{2h_0}.$$

Premier cas : $p_0 < 1 - (1/2h_0)$. — On tombe sur le cas étudié par Thoma pour les chambres ordinaires et que nous avons examiné en détail pour les chambres à montage Venturi.

Des oscillations s'établissent et leur condition d'amortissement se réduit à

$$a < 0 \qquad \text{ou} \qquad 1 - 2p_0h_0 < 0$$

ou

(A) $$F > F_0 = \frac{W_0^2}{2g}\frac{Lf}{H_0P_0},$$

avec $P_0 = P'_0 \pm E_0$ suivant qu'il s'agit d'un canal d'amenée ou d'un canal de fuite.

Deuxième cas : $p_0 > 1 - 1/2h_0$, $\Delta' > 0$. — Les racines r' et r'' données par

$$\pi\left\{\frac{1}{h_0} - 2p_0 \pm \sqrt{\left(\frac{1}{h_0} + 2p_0\right)^2 - 4}\right\}$$

ont le signe de a.

Le déplacement apériodique du plan d'eau s'amplifie indéfiniment pour $a > 0$ et, au contraire tend vers zéro si a est négatif.

On voit donc qu'en pratique la condition de stabilité (A) correspondant à l'amortissement des oscillations dans le cas d'un régime oscillatoire, se confond avec la condition nécessaire pour que le déplacement continu du plan d'eau tende vers zéro dans le cas d'un régime apériodique.

Ce résultat est valable, aussi bien pour les chambres à montage Venturi que pour les chambres ordinaires, compte tenu de la valeur prise par P_0 dans chaque cas.

En particulier, pour une chambre d'équilibre placée à l'amont d'un canal de fuite en charge, si E_0 est supérieur à P'_0, les déplacements du plan d'eau s'amplifient indéfiniment, aussi bien dans la solution apériodique que dans celle des oscillations.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

ASTROPHYSIQUE. — *Sur un nouvel effet radiométrique et son application aux Comètes.* Note (*) de M. **Alexandre Dauvillier.**

L'auteur décrit un nouvel effet dans lequel les faces irradiées du radiomètre libèrent leurs gaz adsorbés. Les queues cométaires paraissent formées d'essaims poussiéreux, chassés par réaction pure des gaz occlus et des composés volatils libérés par les faces insolées.

1. L'application de la pression de radiation aux phénomènes cométaires a, depuis Kepler, donné lieu à de nombreux travaux qui se sont heurtés à de grandes difficultés, par suite de la faiblesse théorique de cet effet et de la grandeur des forces répulsives constatées. Les forces électrostatiques sont inadéquates : les charges électriques des corps célestes ne troublent pas la loi de Newton, par suite de la conductibilité électrique de l'espace due à la présence de charges libres. Les forces électromagnétiques faisant appel au champ héliomagnétique sont inopérantes depuis l'évanouissement du champ de Hale. En dehors du mécanisme électrostatique basé sur la photoionisation des gaz thermiquement libérés par le noyau, que nous avons suggéré en 1933 (1), un nouvel effet radiométrique très intense semble apporter une solution mécanique au problème.

2. Étudiant depuis une dizaine d'années les phénomènes radiométriques en vue de l'application de la similitude, de la théorie des gaz et des principes de la thermodynamique, nous avons établi une série de radiomètres à l'échelle linéaire décimale.

Le plus grand a une surface absorbante de 500 cm² et un volume d'une dizaine de litres. Le poids du rotor (400 g) est compensé par une suspension à billes magnétiques et il est capable, exposé au rayonnement solaire, d'entraîner un petit alternateur interne à 600 t/mn. Les plus petits ont quatre surfaces absorbantes (noir de fumée) de 6 cm², une masse du décigramme et un volume d'une centaine de centimètres cubes. Les structures en mica (0,05 mm) aluminié sont montées sur un support en graphite, afin d'être conductrices et équipotentielles, pour prévenir tout effet électrostatique d'origine photoélectrique. Les palettes sont doubles, pour accroître l'isolation thermique. Les cloches sont en silice et les appareils peuvent être étuvés à 300° C dans un vide élevé. La pression du gaz est mesurée par un jauge de Mac Leod, la vapeur de mercure étant piégée. Les gaz rares peuvent être purifiés *in situ* par un four à calcium. L'hydrogène est introduit par un osmo en palladium. L'un des radiomètres peut fonctionner dans un champ électrique interne ou un gaz ionisé par une décharge. Le rayonnement est mesuré par un corps noir, placé dans le vide, dans une enceinte identique en silice. Il a été de l'ordre de la cons-

tante solaire, c'est-à-dire que l'élévation de température des faces absorbantes irradiées est demeurée inférieure à 100° C.

Dans ces conditions, outre l'effet radiométrique normal de Crookes, maximum vers 5 baryes, il a été constaté trois effets aberrants :

1° Une « fatigue » consistant en une baisse de moitié de l'effet radiométrique normal, après quelques minutes d'irradiation;

2° Une rotation inverse dans l'obscurité, persistant quelques minutes après les fortes irradiations;

3° Les rotors, refroidis à l'ambiance dans l'obscurité, sous la pression normale de 5 baryes, donnent un effet radiométrique intense de sens normal, par irradiation sous une pression de 10^{-4} mm de mercure ou moins, pendant plusieurs minutes. La rotation inverse, due à la pression de radiation, est difficile à mettre en évidence et n'apparaît pratiquement pas dans ces expériences.

Ces trois phénomènes s'interprètent par le dégazage thermique et l'adsorption par refroidissement du gaz résiduel. La rotation inverse est analogue à l'effet radiométrique chimique (effet Cantor), mais est due à l'adsorption. C'est un gros effet, qui persiste sous 10^{-4} mm de mercure et du même ordre de grandeur que l'effet normal de Crookes.

L'expérience de Nichols et Hull [2], voulant prouver la répulsion de spores par la pression de radiation, est évidemment due à cet effet de dégazage thermique des granules irradiés. La pression de radiation solaire, qui n'est sur la Terre que de 4.10^{-5} dyne/cm^2, est des milliers de fois plus faible que notre effet.

Elle n'intervient pas dans leur expérience, en accord avec les travaux de P. Tauzin [3] sur la photophorèse.

3. Nos expériences semblent donner une interprétation mécanique simple de l'apparente force répulsive solaire sur les queues cométaires. Si les noyaux cométaires sont des essaims poussiéreux en continuelle fragmentation thermique, ils présentent fréquemment de nouvelles faces à l'insolation. L'analyse des météorites montre une occlusion de l'ordre de 4 cm^3 de gaz normal par centimètre cube de roche. La vitesse de dégazage, en technique du vide usuelle, est de l'ordre de 10^{-4} cm^3 de gaz normal par centimètre carré et par heure à 300° C. Mais, surtout, les différentes classes de roches cosmiques contiennent plusieurs centièmes de composés volatils : sels ammoniacaux, carbonates, eau, halogénures, etc. Les météorites carbonées renferment jusqu'à 15 % de matières charbonneuses hydratées.

Les faces insolées émettant ces gaz sont repoussées par réaction pure, à la manière d'une fusée se propageant dans un vide élevé. Il se produit une ségrégation de l'essaim, les poussières les plus fines étant chassées le plus loin et le plus rapidement. La pression de radiation solaire ne semble être pour rien dans ces phénomènes.

(*) Séance du 2 janvier 1957.
(1) A. Dauvillier, *Bull. Astr.*, 8, 1933, p. 159.
(2) E. F. Nichols et G. F. Hull, *Astrophys. J.*, 17, 1903, p. 315.
(3) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1070.

M. **Frederick Stratton** adresse en hommage à l'Académie une notice sur *Walter Sydney Adams* (1876-1956), extraite des *Biographical Memoirs of Fellows of the Royal Society*, et une Note intitulée : *Nova Herculis* 1934 : *A suggestion*.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **Gustave Ribaud** :

Mémorial des sciences physiques. Fascicule LXIII : *Les bases mathématiques de la théorie des processus thermodynamiques irréversibles*, par Kyrille Popoff.

DESIGNATIONS.

MM. **Antoine Lacassagne**, **Louis Bazy** et **François de Gaudart d'Allaines** sont désignés pour représenter l'Académie au **XVII^e Congrès de la Société internationale de Chirurgie** qui aura lieu à Mexico, du 20 au 27 octobre 1957.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Cahiers scientifiques. Fascicule XXIV. *Cours de Géométrie différentielle locale*, par Jean Favard ;

2° *L'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques*. Actes de la Conférence internationale de Genève, août 1955. Volume X : *Les isotopes radioactifs et les rayonnements nucléaires en médecine* ;

3° American mathematical Society. *Colloquium publications*. Volume XXXVII. *Structure of Rings*, by Nathan Jacobson ;

4° University of Minesota. Observatory. *A search for faint blue stars*. VII. *The region of Præsepe*, by Willem J. Luyten. VIII. *A systematic galactic survey*, by Willem J. Luyten and Freeman D. Miller. *Binaries with white dwarf components*, by Willem J. Luyten ;

5° *Platinum Metals Review* (Londres). Vol. I, n° 1.

FONCTIONS DE VARIABLES RÉELLES. — *Quelques questions préalables à propos du problème des sélections, en rapport avec celui des fonctions implicites.* Note (*) de M^me **Giliana Pannoli Massaro**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Le problème consiste à trouver des solutions $y=f(x)$, continues, d'une équation $\varphi(x, y)=0$, x variant dans un ensemble fermé H d'un espace euclidien, y étant réel et $\varphi(x, y)$ continue. Quelques propriétés fondamentales sont indiquées.

1. H étant un ensemble fermé d'un espace topologique S, soit $E(x)$ une fonction multivalente définie en H, dont les valeurs sont des ensembles fermés d'un espace topologique T. Cette fonction est continue (selon Hausdorff) sur H. Il s'agit de trouver une fonction univalente $y=f(x)$ continue en H, telle que $y\in E(x)$ pour tout $x\in H$. Ce problème présente beaucoup d'intérêt en topologie, et il a été récemment étudié sous plusieurs points de vue et sous certaines conditions restrictives opportunément choisies. Il semble aussi avoir des applications d'une certaine importance dans la théorie des transformations linéaires, à en juger par une profonde et puissante recherche que Ernest Michael vient de publier ([1]). Je crois que ce problème pourrait aussi éclairer la théorie, si difficile, des fonctions implicites au sens moderne, à laquelle de nombreux analystes, parmi les plus insignes, se sont attachés. En effet, sous une forme particulière et simple, notre problème peut être précisé en supposant S euclidien (à un nombre quelconque n de dimensions), T coïncidant avec la droite réelle, et la fonction inconnue $f(x)$ satisfaisant à une *condition initiale* donnée

$$(1)\qquad y_0=f(x_0)\qquad \text{avec}\quad y_0\in E(x_0)\qquad (\text{pour un certain } x_0\in H).$$

Si nous supposons donc qu'une certaine fonction réelle et univalente $z=\varphi(x, y)$, définie et continue dans un domaine (de l'espace euclidien à $n+1$ dimensions S_{n+1}) K contenant l'ensemble fermé $C=\sum_{x\in H}\sum_{y\in E(x)}(x, y)$, s'annule aux point de C, on reconnaît immédiatement que le problème énoncé équivaut à résoudre l'équation $\varphi(x, y)=0$, en H, avec la condition initiale (1), c'est-à-dire à trouver une fonction continue univalente $y=f(x)$, satisfaisant (1) et telle que l'on ait $\varphi[x, f(x)]=0$ identiquement en H.

J'indiquerai dans cette Note quelques propriétés que je retiens comme fondamentales, en supposant $E(x)$ également borné et, d'abord (N. 2), H borné et continu (donc C parfait et borné), ensuite (N. 3) plus particulièrement $n=1$ et H coïncidant avec un intervalle (a, b) de l'axe réel. Je dédierai une prochaine note à quelques constructions et exemples dans ce cas particulier. Mais je crois qu'il conviendrait d'aborder le problème même sous son aspect local, correspondant au point de vue classique de la théorie des fonctions implicites (U. DINI, 1872). J'appellerai, à ce propos, *sélection* (tirée de C) passant par

le *point initial* $P_0 \equiv (x_0, y_0)$, l'ensemble représentatif (en S_{n+1}) d'une fonction univalente $y = f(x)$ satisfaisant à la condition (1), définie et continue aux points $x \in A$ *d'un entourage* (si petit soit-il) de x_0, et telle que $f(x) \in E(x)$ en chacun de ces points. Si une telle sélection existe [n'existe pas], je dirai que le point P_0 est *accessible* [*inaccessible*] (en C).

2. Supposons H *borné* et *continu*. On reconnaît facilement que, si une décomposition de la forme $C = C_1 + C_2$ est possible, C_1 et C_2 étant deux ensembles fermés, avec $C_1 C_2 = \emptyset$, chacun de ces deux ensembles est, comme C, parfait et ayant H par projection orthogonale sur S. Si par exemple $P_0 \in C_1$, on pourra chercher une décomposition analogue $C_1 = C'_1 + C'_2$ (avec C'_1 et C'_2 fermés, $C'_1 C'_2 = \emptyset$, $P_0 \in C'_1$), et encore $C'_1 = C''_1 + C''_2$ (conditions analogues), puis $C''_1 = C'''_1 + C'''_2$ et ainsi de suite. Chacun des ensembles $C_1^{(k)}$ ($k = 0, 1, 2, \ldots$) est tel que la fonction multivalente $E_k(x)$ formée (pour chaque $x \in H$) par les points $(x, y) \in C_1^{(k)}$ est elle-même continue en H.

Si le procédé de décomposition décrit s'arrête à un certain indice k, posons $\overline{C} = C_1^{(k)}$. Dans le cas contraire (c'est-à-dire si $C_2^{(k)} \neq \emptyset$ pour tout $k \geq 0$), posons $\overline{C} = \lim_{k \to \infty} C_1^{(k)}$. On reconnaît facilement que $P_0 \in \overline{C}$ et que $\overline{C}$ est *un continu* ayant H par projection orthogonale sur S. On reconnaît même que $\overline{C}$ est la *composante connexe de* P_0 *en* C.

3. Supposons maintenant, de plus, $n = 1$, donc H un intervalle (a, b) de l'axe réel. On peut démontrer, ainsi que nous voulons l'indiquer brièvement, le

Théorème. — *L'ensemble des points inaccessibles* (*supposé non vide*) *est dense en soi-même.*

Soit en effet, si possible, $P_0 \equiv (x_0, y_0)$ un point inaccessible isolé. Supposons, pour simplifier les choses, $x_0 = a$ et indiquons par Γ un entourage de P_0 tel que tous les points de $C\Gamma$, différents de P_0, soient accessibles.

Si y_0 était point isolé de $E(a)$, même d'un côté seulement, P_0 serait accessible en vertu d'un théorème démontré par W. L. Strother [2]. Nous supposons donc l'existence de deux suites $\{y'_n\}$, $\{y''_n\}$ ($n = 1, 2, \ldots$) telles que

$$(a, y'_n) \in C\Gamma, \qquad y'_n > y'_{n+1}, \qquad \lim_{n \to \infty} y'_n = y_0 = \lim_{n \to \infty} y''_n, \qquad y''_n < y''_{n+1}, \qquad (a, y''_n) \in C\Gamma.$$

Soient $y = f'_1(x)$, $y = f''_1(x)$ deux sélections passant respectivement par les points initiaux (a, y'_1), (a, y''_1), telles que $f'_1(x) \geq f''_1(x)$ pour $x \in (a, a + \delta)$ (δ positif suffisamment petit). Il est alors possible de construire deux suites de sélections $y = f'_n(x)$, $y = f''_n(x)$ ($n = 2, 3, \ldots$) telles que $f'_n(a) = y'_n$, $f''_n(a) = y''_n$, que $f''_{n-1}(x) \leq f''_n(x) \leq f'_n(x) \leq f'_{n-1}(x)$ pour tout $x \in (a, a + \delta)$ et que les deux fonctions $f^*(x) = \lim_{n \to \infty} f'_n(x)$, $f^{**}(x) = \lim_{n \to \infty} f''_n(x)$ soient elles-mêmes continues en $(a, a + \delta)$. Ces fonctions définissent deux sélections $y = f^*(x)$, $y = f^{**}(x)$ (éventuellement coïncidentes) passant par P_0 : conclusion absurde.

Soit enfin R un intervalle bidimensionnel contenant C et se projetant

en $H = (a, b)$ sur l'axe des x. Si $Q \equiv (u, v)$ est un point quelconque de $R - C$, un point (au moins) $M \equiv (u, y_0)$ de C existe sur la droite $x = u$, ayant distance minimum de Q. Soit $y_0 < v$ par exemple. M est à la frontière de cette région de $R - C$ qui contient Q. Donc [théorème de Strother (²)] une sélection passe par M, côtoyant inférieurement la dite région. Une telle sélection peut être évidemment prolongée jusqu'à rejoindre les droites $x = a$, $x = b$, ou bien à rejoindre la sélection qui côtoie supérieurement la même région. Tout segment contenu dans l'ensemble $C_a = \sum_{y \in E(a)} (a, y)$ appartient évidemment à une même composante connexe (*voir* N. 2). Mais une même composante connexe peut contenir une portion discontinue de C_a. En tout cas, si une région de $R - C$ sépare deux composantes connexes l'une de l'autre, elle rejoint un segment de la droite $x = a$ avec un segment de la droite $x = b$.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(¹) Cf. *Ann. Math.*, 63, 1956, p. 361 et suiv.

(²) Cf. *Proc. Amer. Math. Soc.*, 4, 1953, p. 989.

TOPOLOGIE. — *Sur les applications multivalentes d'un espace topologique dans un espace uniforme et compact.* Note (*) de M. **Giovanni Aquaro**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Certaines applications multivalentes semi-continues sont définies et leur étude est brièvement indiquée; les résultats sont analogues à ceux des fonctions réelles semi-continues.

E et E' étant deux espaces topologiques quelconques (¹), toute application de E dans l'ensemble $\mathfrak{C}(E')$ des parties fermées de E' est nommée une *application multivalente* de E dans E'. L'ensemble des applications multivalentes de E dans E' est indiqué par $\mathcal{M}(E, \mathfrak{C}(E'))$. Nous admettons sur $\mathcal{M}(E, \mathfrak{C}(E'))$ la structure d'ensemble ordonné définie comme il suit : si $F \in \mathcal{M}(E, \mathfrak{C}(E'))$, $G \in \mathcal{M}(E, \mathfrak{C}(E'))$, la relation d'ordre $F \leq G$ équivaut à $F(x) \subset G(x)$ pour tout $x \in E$.

Une application $F \in \mathcal{M}(E, \mathfrak{C}(E'))$ est *semi-continue inférieurement* [*supérieurement*] en $x_0 \in E$, si $F(x_0) \subset \liminf_{\mathfrak{V}(x_0)} F(x)$ [si $\limsup_{\mathfrak{V}(x_0)} F(x) \subset F(x_0)$], $\mathfrak{V}(x_0)$ étant le filtre des entourages de x_0 (²). Si F jouit de cette propriété en tout point de E, F est *semi-continue inférieurement* [*supérieurement*] en E. F est *continue* en E, si F est semi-continue en E soit inférieurement, soit supérieurement.

Cela posé, on peut démontrer que :

(A) *Si* $F \in \mathcal{M}(E, \mathfrak{C}(E'))$ *et si* E' *est un espace uniforme et compact, pour que* F *soit semi-continue inférieurement* [*supérieurement*] *en* E *il faut et il suffit que,*

pour tout $x \in E$ *et pour tout entourage* V *de* E′, *il existe un voisinage* U *de* x *tel que* $F(x) \subset V(F(x'))$ $[F(x') \subset V(F(x))]$, *quel que soit* $x' \in U$.

Nous dirons que l'espace uniforme E est un espace de Lebesgue, s'il existe, pour tout recouvrement ouvert $\mathfrak{R}$ de E, un entourage V de E tel que $(V(x))_{x \in E}$ soit plus fin que $\mathfrak{R}$: tout espace uniforme et compact est un espace de Lebesgue.

La proposition suivante est une conséquence de (A) (³).

Soient E *un espace uniforme de Lebesgue,* E′ *un espace uniforme et compact. Si* $F \in \mathcal{M}(E, \mathfrak{C}(E'))$, $G \in \mathcal{M}(E, \mathfrak{C}(E'))$ *sont semi-continues,* F *supérieurement,* G *inférieurement, et si* $F \leqq G$, *alors, quel que soit l'entourage* V′ *de* E′, *il existe un entourage* V *de* E *tel que*

$$F(x') \subset V'(G(x'')) \text{ quel que soit } (x', x'') \in V.$$

Démonstration. — Soient $x_0 \in E$, W un entourage de E′ tel que $W \circ W \subset V'$. On déduit de (A) l'existence d'un voisinage U de x_0 tel que

$$F(x') \subset W(F(x_0)) \quad \text{et} \quad G(x_0) \subset W(F(x'')) \quad \text{pour tout } (x', x'') \in U \times U,$$

donc $F(x') \subset W(W(G(x''))) \subset V'(G(x''))$, car $F(x_0) \subset G(x_0)$: x_0 étant arbitraire, les U forment ainsi un recouvrement ouvert $\mathfrak{R}$ de E. Puisque E est de Lebesgue, il existe un entourage V de E tel que $(V(x))_{x \in E}$ soit plus fin que $\mathfrak{R}$: donc $F(x') \subset V' G(x''))$, si $(x', x'') \in V$. C. Q. F. D.

Maintenant nous admettons sur $\mathfrak{C}(E')$ la structure d'espace compact que N. Bourbaki a défini et approfondi (⁴). Une conséquence ultérieure de (A) est la proposition suivante.

Soient E′ *uniforme et compact,* $F \in \mathcal{M}(E, \mathfrak{C}(E'))$ *et* $\mathfrak{G}_F$ *l'ensemble des* $(x, Y) \in E \times \mathfrak{C}(E')$ *tels que* $F(x) \subset Y$ $[Y \subset F(x)]$. *Pour que* F *soit semi-continue inférieurement* [*supérieurement*] *en* E, *il faut et il suffit que* $\mathfrak{G}_F$ *soit fermé dans* $E \times \mathfrak{C}(E')$.

Moyennant la structure uniforme préfixée sur $\mathfrak{C}(E')$, définissons de la façon usuelle les structures uniformes $\mathcal{U}_s(E, \mathfrak{C}(E'))$ et $\mathcal{U}_u(E, \mathfrak{C}(E'))$ de la convergence simple et de la convergence uniforme sur $\mathcal{M}(E, \mathfrak{C}(E'))$.

Enfin la proposition suivante, analogue à un théorème bien connu de DINI, est encore une conséquence de (A).

Soit $(F_\iota)_{\iota \in I}$ *une suite monotone, de* Moore-Smith (⁵), *d'éléments de* $\mathcal{M}(E, \mathfrak{C}(E'))$, *avec* E *compact et* E′ *uniforme et compact. Si* F_ι *est continue pour tout* $\iota \in I$, *et si* $(F_\iota)_{\iota \in I}$ *converge par* $\mathcal{U}_s(E, \mathfrak{C}(E'))$ *vers une* $F \in \mathcal{M}(E, \mathfrak{C}(E'))$ *continue, alors* $(F_\iota)_{\iota \in I}$ *converge vers* F *par* $\mathcal{U}_u(E, \mathfrak{C}(E'))$.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(¹) Le symbolisme et la terminologie sont de N. Bourbaki et de son école.

(²) Soient $\mathcal{F}$ un filtre sur l'ensemble I, et $(A_\iota)_{\iota \in I}$ une famille de parties de l'espace topologique E. La limite inférieure $(\lim \inf_{\mathcal{F}} A_\iota)$ de cette famille est l'ensemble des $y \in E$ tels que, pour chaque voisinage V de y, il existe un $F \in \mathcal{F}$ pour lequel $A_\iota \cap V \neq \emptyset$, si $\iota \in F$. La

limite supérieure ($\limsup_{\mathcal{F}} A_\iota$) de la famille est l'ensemble des $y \in E$ tels que, pour chaque voisinage V de y et chaque $F \in \mathcal{F}$, il existe un $\iota \in F$ pour lequel $A_\iota \cap V \neq \emptyset$.

(3) *Cf.* W. Sierpiński, *Fundam. Math.*, 9, 1926, p. 1-2.

(4) *Topologie Générale*, chap. II, § 2, *exerc.* 7, § 3, *exerc.* 4-5 (Paris, 1951, 11e édit.).

(5) Si I, avec la relation $\leqq$, est un ensemble dirigé (" directed set ") selon Moore-Smith, une suite de Moore-Smith $(F_\iota)_{\iota \in I}$ d'élements de $\mathfrak{M}(E, \mathfrak{C}(E'))$ est dite *monotone*, si elle est non décroissante ou non croissante, c'est-à-dire si de $\iota' \in I$, $\iota'' \in I$ et $\iota' \leqq \iota''$ on déduit $F_{\iota'} \leqq F_{\iota''}$, respectivement $F_{\iota''} \leqq F_{\iota'}$.

GÉOMÉTRIE DES NOMBRES. — *Sur les polyèdres homothétiques*. Note de M. **Eugène Ehrhart**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Dans deux Notes précédentes (1) on a déterminé le nombre de points entiers situés sur la surface d'un polyèdre entier ou à l'intérieur d'un prisme entier. On établit une formule qui, connaissant le nombre de ces points intérieurs à un polyèdre entier quelconque, donne leur nombre pour tout polyèdre entier homothétique.

Définitions. — *Une droite réticulaire* est une droite passant par deux points entiers d'un réseau (et donc par une infinité). Définition analogue d'un *plan réticulaire* à partir de trois points entiers. Nous appellerons *longueur arithmétique* du segment joignant deux points entiers, le nombre d'intervalles qu'y déterminent les points entiers qu'il porte; *distance arithmétique d'un point* M *à une droite réticulaire d*, le nombre d'intervalles que déterminent sur la perpendiculaire abaissée de M sur d dans le plan (M, d) les parallèles réticulaires à d; *distance arithmétique d'un point* M *à un plan réticulaire* P, le nombre d'intervalles que déterminent sur la perpendiculaire abaissée de M sur P les plans réticulaires parallèles à P; *aire arithmétique* d'une région d'un plan réticulaire, son aire quand on prend comme unité la masse du réseau des points entiers du plan. Par longueur arithmétique d'une ligne brisée entière, nous entendons la somme des longueurs arithmétiques de ses côtés; définition analogue pour l'aire arithmétique d'une surface composée de domaines plans.

Comme pour les polygones, nous appellerons *nombre global de points entiers d'un polyèdre*, la somme du nombre des points entiers intérieurs et de la moitié du nombre de points entiers périphériques.

Remarque 1. — On voit facilement qu'*avec les mesures arithmétiques, l'aire d'un parallélogramme ou le volume d'un prisme s'obtiennent encore en multipliant la base par la hauteur*. En introduisant l'aire arithmétique S d'un polyèdre entier de genre k, le nombre de points entiers de sa surface est $\mathcal{S} = S + 2 - 2k$ (Note 9) (2).

Théorème. — *Les nombres globaux* E, E′ *de points entiers de deux polyèdres entiers homothétiques et leurs volumes* V, V′ *sont liés au rapport d'homothétie k par*

$$\frac{E' - V'}{E - V} = |k| \quad (1)$$ (3).

On peut supposer $k > 0$, puisque E et V sont invariants pour une symétrie. Comme les polyèdres P, P′ sont entiers, k est une fraction irréductible p'/p. Les longueurs arithmétiques de deux arêtes homologues quelconques sont donc des équimultiples de p et de p'. Par suite il existe un polyèdre entier P_1 dont P et P′ sont homothétiques dans les rapports p et p'. Or si $(E - V)/(E_1 - V_1) = p$ $(E' - V')/(E_1 - V_1) = p'$, (1) en résulte. Il suffit donc de démontrer le théorème pour k entier.

Soient P_1, P_2 deux polyèdres entiers accolés par une nappe polyédrique F pour former un polyèdre P, et P′ un polyèdre entier homothétique de P dans le rapport k, formé par les homothétiques P'_1, P'_2 de P_1, P_2 (F peut être constitué par plusieurs domaines séparés, comme ce serait, par exemple, le cas si P_1, P_2 étaient de genre 0 et P de genre 1). Soit c le nombre de points entiers du contour de F et φ celui des autres points entiers de F, c' et φ' leurs analogues pour la nappe homothétique F′. Supposons que P_1, P'_1 et P_2, P'_2 satisfassent (1). Alors, en désignant par i et $\mathcal{E}$ les nombres de points entiers intérieurs et périphériques de P, on peut écrire avec des notations évidentes

$$k = \frac{c'}{c} = \frac{i'_1 + \frac{\mathcal{E}'_1}{2} - V'_1}{i_1 + \frac{\mathcal{E}_1}{2} - V_1} = \frac{i'_2 + \frac{\mathcal{E}'_2}{2} - V'_2}{i_2 + \frac{\mathcal{E}_2}{2} - V_2} = \frac{i'_1 + i'_2 + \frac{\mathcal{E}'_1 + \mathcal{E}'_2}{2} - (V'_1 + V'_2) - \frac{c'}{2}}{i_1 + i_2 + \frac{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2}{2} - (V_1 + V_2) - \frac{c}{2}}.$$

Mais en tenant compte de $i_1 + i_2 = i - \varphi$, $\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 = \mathcal{E} + 2\varphi + c$ et des relations obtenues en y accentuant les lettres, le dernier rapport devient $[i' + (\mathcal{E}'/2) - V']/[i + (\mathcal{E}/2) - V]$. Les polyèdres composés P et P′ satisfont donc à (1), si les polyèdres composants y satisfont.

Il suffit donc de justifier le théorème pour les tétraèdres, puisque tout polyèdre en est composé. Mais tout tétraèdre entier est composé de tétraèdres T_1 vides et à surface vide aux sommets près. Finalement on est ramené à démontrer la relation (1) pour un tétraèdre T_1 et un tétraèdre entier T_k, qui en est homothétique dans le rapport positif est entier k.

La relation $[i_k + (\mathcal{E}_k/2) - V_k]/[i_1 + (\mathcal{E}_1/2) - V_1] = k$ étant manifestement satisfaite pour $k = 1$, il faut prouver que si elle est vraie pour k, elle l'est aussi pour $k+1$. Une face quelconque de T_1 étant un triangle entier absolument vide, son aire arithmétique est $1/2$. Si n est la mesure *arithmétique* des hauteurs de T_1, $V_1 = n/6$. D'autre part

$$i_1 = 0, \qquad \mathcal{E}_1 = 4, \qquad V_k = k^3 V_1 = \frac{nk^3}{6}, \qquad \mathcal{E}_k = S + 2 = 2k^2 + 2,$$

en sorte que la relation initiale prend la forme

$$i_k = \frac{n}{6} k^3 - k^2 + k\left(2 - \frac{n}{6}\right) - 1,$$

qui sera satisfaite aussi pour $k+1$, si

$$(2)\qquad i_{k+1}-i_k=\frac{nk(k+1)}{2}-2k+1.$$

Soient ABCD, A'B'C'D, A''B''C''D la pyramide T_1 et ses homothétiques T_k, T_{k+1}. $i_{k+1}-i_k$ est le nombre de points entiers intérieurs soit au triangle A'B'C', soit au tronc de pyramide A''B''C''A'B'C', que nous décomposons en un tétraèdre entier A'''B'''C'''A' égal à T_1 et en deux prismes entiers A'B'C'C'''MC'' et A'B'''C'''B'B''M, en menant par A' le plan parallèle à BCD et par A'B' le plan parallèle à CD. Soient i, j, α, β les nombres de points entiers intérieurs respectivement aux deux prismes, au triangle A'B'C' (dont les trois côtés ont la même longueur arithmétique k) et au parallélogramme A'B'MC'''. Comme le tétraèdre A'''B'''C'''A' est vide ainsi que la face B'''C'''A'

$$(3)\qquad i_{k+1}-i_k=i+j+\alpha+\beta$$

La formule $i+(p/2)=S+1$ (Note 5, théorème 1) appliquée à A'B'C' donne $\alpha=(k^2/2)-(3k/2)+1$. En vertu de $i=V-(\mathcal{E}/2)+(1+l)+(c/2)$ (Note 10, théorème 4), appliquée aux deux prismes en tenant compte de $\mathcal{E}=S+2$ (remarque 1) et en notant que [d'après $i+(p/2)=S+1$] l'aire arithmétique du parallélogramme A'B'MC''' est $\beta+k$,

$$i=\frac{k^2n}{2}-\frac{2\dfrac{k^2}{2}+2k+(\beta+k)+2}{2}+1+\frac{3k}{2}=\frac{nk^2}{2}-\frac{k^2}{2}-\frac{\beta}{2},$$

$$j=\frac{kn}{2}-\frac{2\dfrac{1}{2}+2k+(\beta+k)+2}{2}+k+\frac{3}{2}=\frac{kn}{2}-\frac{k}{2}-\frac{\beta}{2}.$$

La relation (3) est donc équivalente à (2).

Remarque 2. — La formule (1) est établie pour un polyèdre de genre quelconque. *Si le polyèdre entier* P *est de genre zéro* et d'aire arithmétique S, $\mathcal{E}=S+2$. En désignant par Δ son excès volumétrique $E-V$, on voit par (1) que le nombre de points entiers intérieurs à un polyèdre P' entier homothétique est donné en fonction du rapport positif k par

$$i'=Vk^3-\frac{S}{2}k^2+\Delta k-1 \quad (^4).$$

Remarque 3. — La démonstration du théorème suppose que la surface du polyèdre n'ait pas de point double, comme ce serait par exemple le cas s'il avait la forme d'un anneau fermé par un sommet M ou une arête *a*. (1) s'applique encore dans ce cas, à condition de *compter chaque point entier double* (en M ou sur *a*) *pour deux points périphériques*.

([1]) Notes **9** et **10**, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2217 et **243**, 1956, p. 347.

([2]) Dans la Note **9** il faut lire : 1° dans cette formule et sa démonstration $2k$ au lieu de k; 2° dans la formule du théorème **2** $D^2(\alpha, \beta)(\beta, \gamma)(\gamma, S)$ ou $(a, b)(b, c)(c, a)/D^2$ au lieu de D^2.

([3]) Plus brièvement nous dirons : *L'excès volumétrique est multiplié par le rapport d'homothétie* (pris en valeur absolue). Cet excès E — V peut aussi être négatif.

([4]) i' est aussi le nombre de points entiers ou $1/k$ — entiers intérieurs à P.

AÉRODYNAMIQUE DES TURBOMACHINES. — *Effet d'un redresseur sur les caractéristiques d'une roue axiale en régime de décollement tournant.* Note (*) de MM. **André Jaumotte** et **Simon Goldstein**, transmise par M. Frans van den Dungen.

L'étude de l'influence d'une grille fixe d'aubages redresseurs a été effectuée sur un rotor dont les caractéristiques de fonctionnement isolé ont fait l'objet d'une Note antérieure ([1]).

Pour cette roue, le décollement tournant apparaît brusquement (discontinuité des caractéristiques) et s'étend de la base au sommet des aubes. La zone décollée reste unique dans toute l'étendue du régime avec décollement tournant.

La figure donne, en coefficients sans dimensions, les caractéristiques globales du même rotor avec et sans redresseur ou diffuseur.

On a porté, en fonction du coefficient de débit Φ, le coefficient de pression Ψ, le rapport K de la vitesse angulaire absolue de propagation du décrochage tournant à la vitesse angulaire de la machine, l'extension relative ν de la zone décrochée. Les coefficients Φ et Ψ ont été définis dans la Note antérieure consacrée au rotor isolé ([1]).

On distingue, pour le rotor avec diffuseur comme pour la roue isolée, trois zones de fonctionnement :

a. le fonctionnement normal (zone de droite);

b. le régime avec décollement tournant;

c. la zone des faibles débits où l'expérience a révélé un courant de retour vers le sommet des aubes et un régime avec décollement tournant dans la partie où l'écoulement n'est pas inversé.

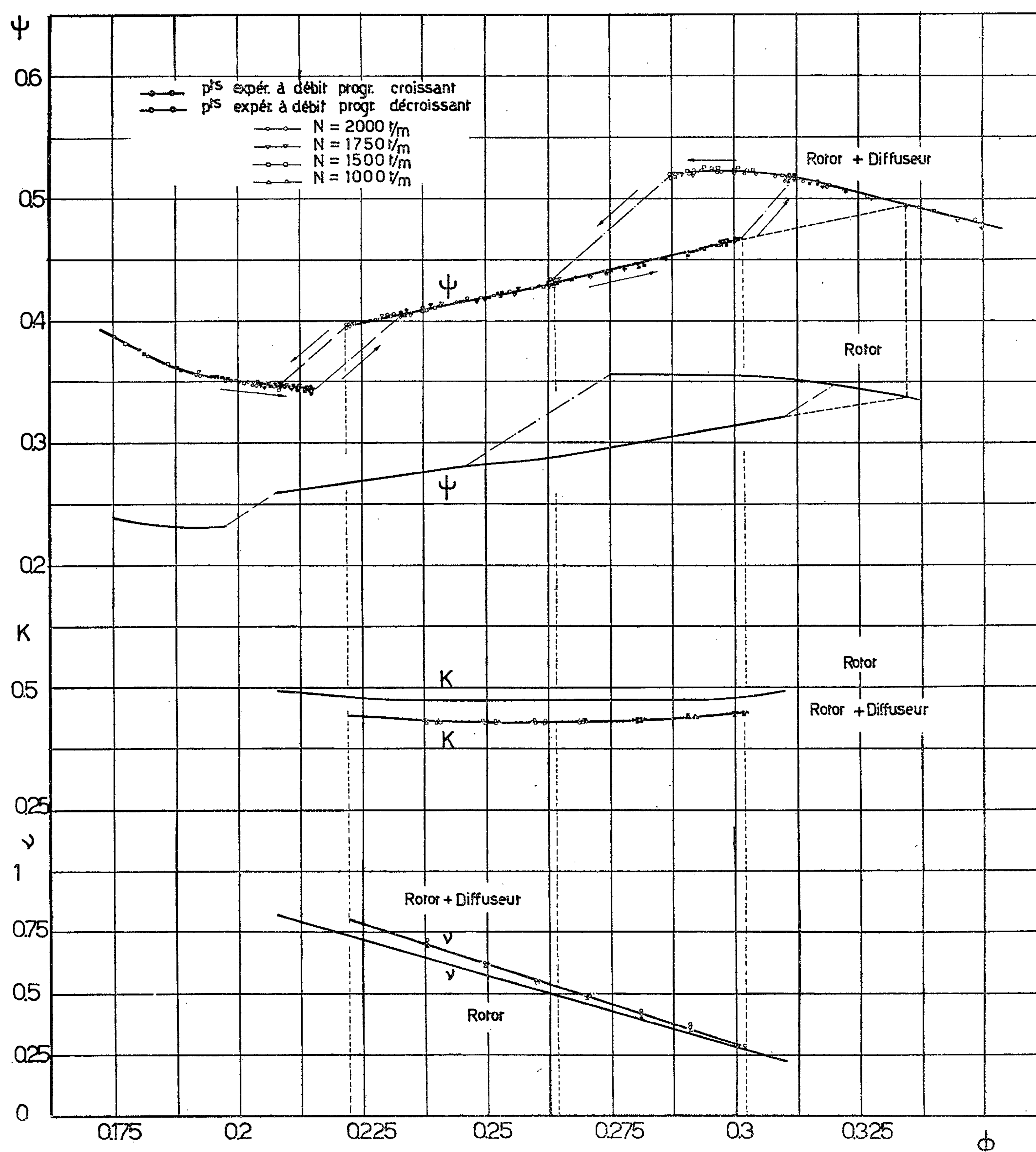
On fait les constatations suivantes relatives au régime avec décollement tournant :

1° *Les lois classiques de similitude sont vérifiées, en régime avec décollement tournant, pour le rotor avec redresseur comme pour la roue isolée;*

2° *Le rapport* K *de la vitesse absolue de propagation du décrochage tournant à la vitesse de rotation de la machine est indépendant de la vitesse et du point de fonctionnement,* comme pour la roue isolée, *mais sa valeur est diminuée.*

3° *L'extension relative* ν *de la zone décrochée est peu influencée par le redresseur.*

Elle reste une fonction linéaire décroissante du coefficient de débit. Pour une valeur donnée de Φ, elle est légèrement plus élevée pour le rotor avec diffuseur que pour la roue isolée.



4° On sait que le point de fonctionnement pour lequel l'incidence atteint la valeur maximum admissible sans décollement est obtenu en prolongeant la caractéristique $\Psi = f(\Phi)$ de la zone avec décollement tournant jusqu'à sa rencontre avec la caractéristique normale.

On constate que *cette incidence limite correspond à la même valeur du coefficient de débit pour le rotor avec redresseur et pour la roue isolée.*

Il en résulte que la valeur $\hat{\Psi}_s$ du coefficient de pression statique Ψ_s au point d'incidence limite est la même pour le rotor avec et sans redresseur. Une relation de la forme $K = f(\hat{\Psi}_s)$, qui selon certains auteurs lie K et $\hat{\Psi}_s$, ne permet donc pas d'expliquer la diminution observée de la valeur du rapport K.

5° Bien que le point de rencontre de la caractéristique $\Psi = f(\Phi)$ dans la zone avec décollement tournant et de la caractéristique normale corresponde à une seule valeur de Φ, *l'apparition et la disparition du décollement tournant ne se produisent pas aux mêmes coefficients de débit suivant que le rotor est isolé ou suivi d'un redresseur.*

L'adjonction du diffuseur diminue la largeur de la zone d'hystérésis. A la limite du côté des faibles débits, une zone d'hystérésis est apparue qui n'existait pas pour la roue isolée. Cette dernière particularité semble cependant secondaire et elle pourrait être spécifique de la machine étudiée.

(*) Séance du 2 janvier 1957.
(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2014.

ASTROPHYSIQUE. — *Propriétés photométriques des contrées désertiques sur la planète Mars.* Note (*) de M. **Audouin Dollfus**, présentée par M. André Danjon.

Détermination du facteur de diffusion des régions claires martiennes en fonction de la longueur d'onde, l'angle de phase et l'inclinaison. Le sol martien paraît granuleux, peu accidenté, probablement couvert d'oxydes de fer hydratés.

Les procédés de mesure photométrique avec polariscope à franges [1], [2] m'ont permis de mesurer l'éclat des différentes régions de la surface de Mars et de déterminer ses variations avec la longueur d'onde, l'angle de phase et l'inclinaison de la surface. Les observations ont été poursuivies aux Observatoires du Pic du Midi et de Meudon depuis 1950.

Je décrirai ultérieurement les propriétés photométriques des taches sombres.

Lumière globale de Mars. — 22 comparaisons photoélectriques des magnitudes de Mars et de α *Virginis*, π, δ et β *Scorpii*, effectuées en 1952 en lumière jaune (filtre Wratten 12 et cellule 931 A) montrent des variations périodiques de la magnitude m de Mars en fonction de la longitude ω du méridien passant par le centre du disque (*fig.* 1). Ces variations résultent du défilé des taches sombres sur la surface martienne. (La calotte Nord, très exiguë, n'affectait pas sensiblement les mesures en 1952.) Les mesures corrigées de cette influence et réduites à la distance 1,524 U.A. du Soleil et 0,524 U.A. de la Terre expriment sur la figure 2 la variation de la magnitude moyenne avec l'angle de phase V.

Le *coefficient de phase* est 0,0145 mag/degré. En prenant pour α Virginis $m = 1,21$ la *magnitude moyenne* à l'opposition moyenne en lumière jaune en 1952 est — 1,88. L'*albedo de Russell-Bond* est 0,235 ([3]).

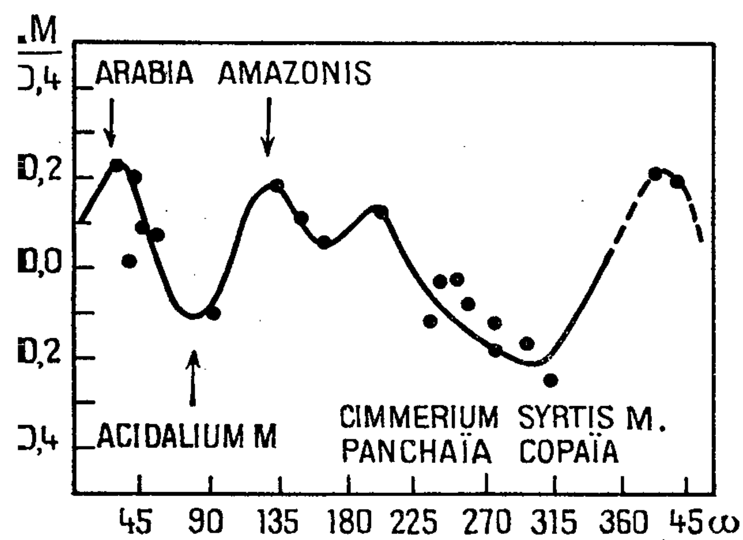


Figure 1

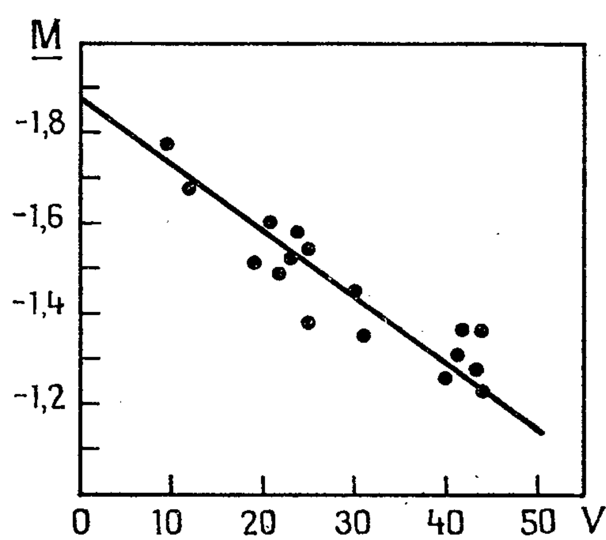


Figure 2

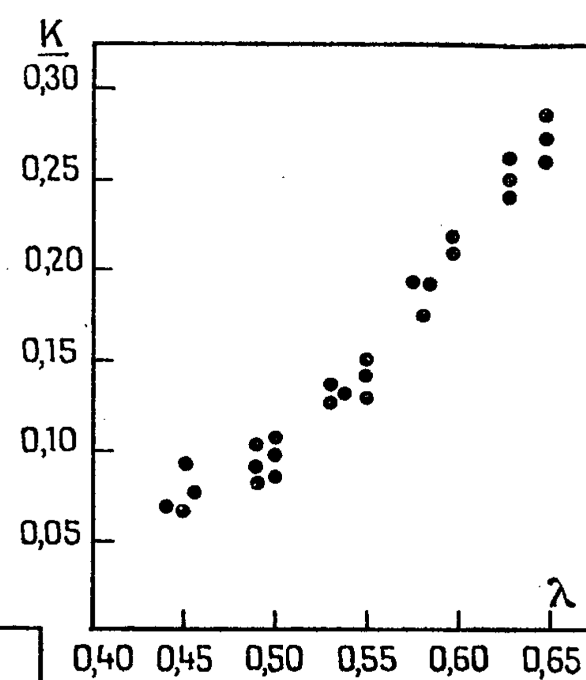


Figure 3

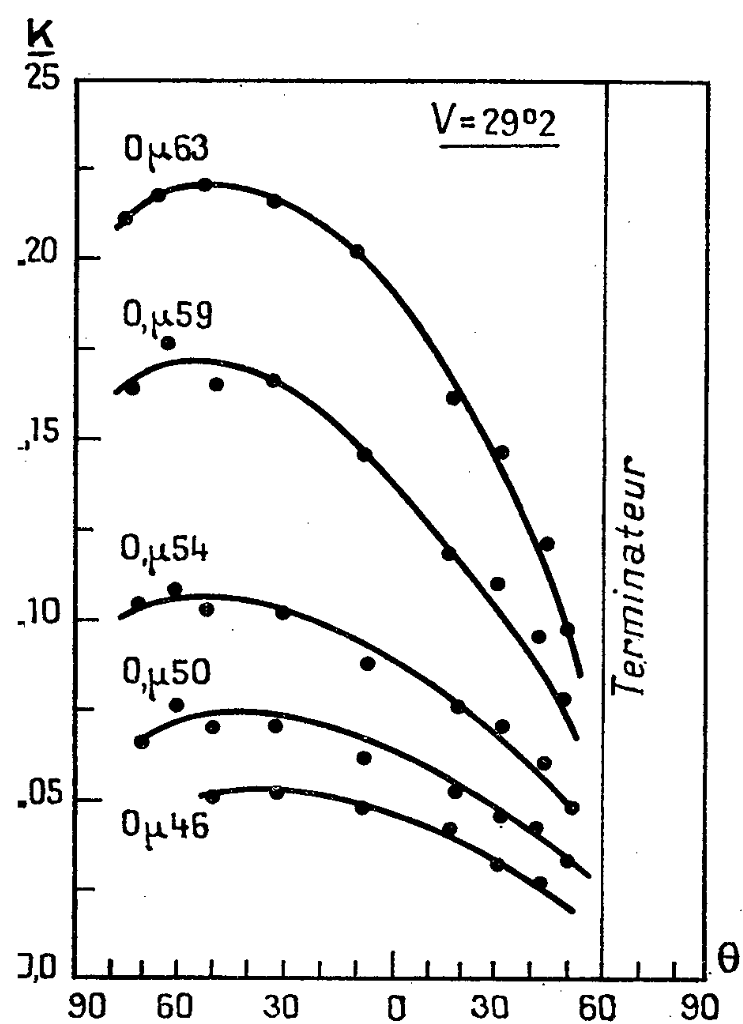


Figure 4

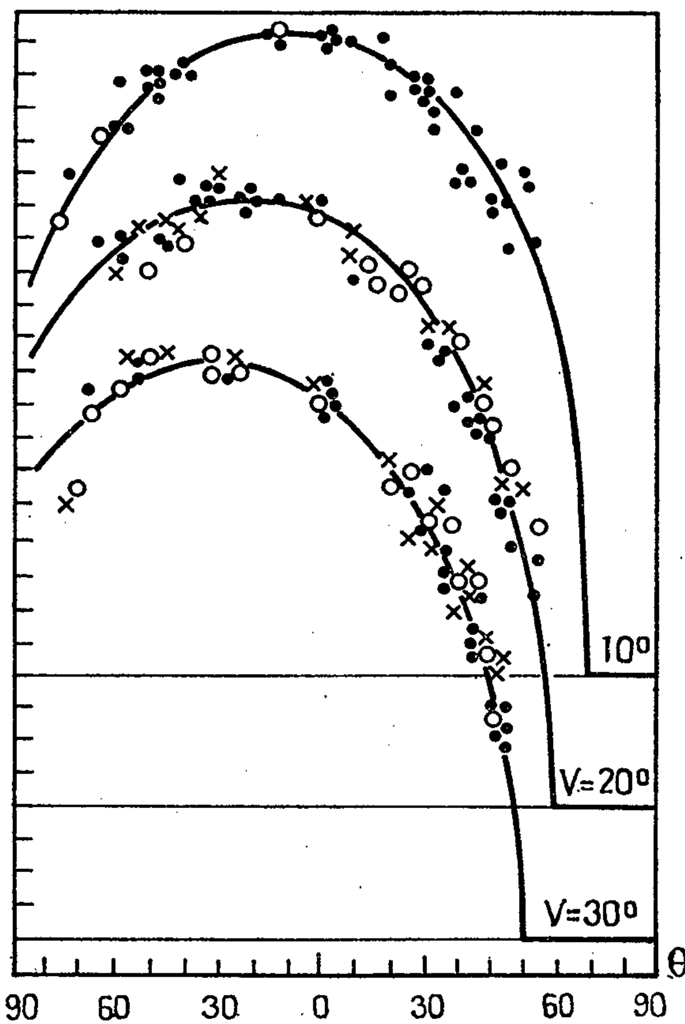


Figure 5

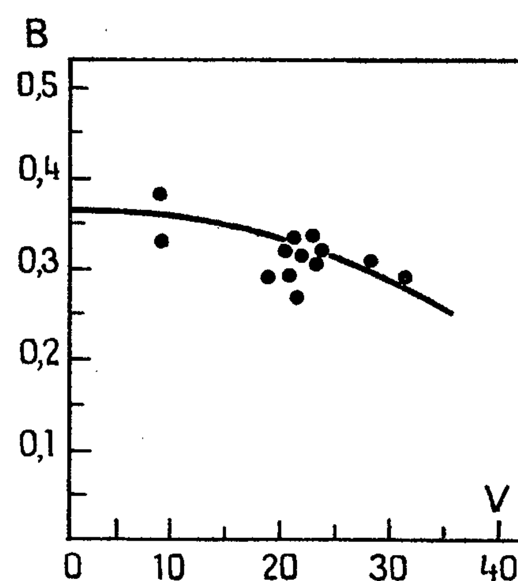


Figure 6

Régions claires. — En supposant le globe de Mars privé de ses taches sombres et recouvert seulement par les régions désertiques ocrées, la magnitude serait en lumière jaune à l'opposition moyenne —2,12. La *luminance* serait pour l'ensemble du disque, sans l'absorption atmosphérique terrestre, 0,28 stilb.

La figure 3 donne le *facteur de diffusion* K des taches claires au centre du disque, à l'opposition exacte, en fonction de la longueur d'onde.

La figure 4 donne ce facteur pour la grande contrée claire Amazonis, en fonction de la distance θ au centre du disque, à l'équateur, pour cinq longueurs

d'onde, sous l'angle de phase $V = 29^\circ,2$ lorsque l'atmosphère de Mars est particulièrement privée de nuées visibles ou décelables au polarimètre.

La figure 5 montre la variation de ce facteur en fonction de θ, en lumière rouge $0^\mu,62$, pour trois valeurs de l'angle de vision (les courbes sont respectivement décalées verticalement). Certaines mesures visuelles (cercles) ont été comparées directement à l'éclat global de Mars ([1]) et étalonnées en échelles absolues de luminance. Les mesures relatives (croix) ont été ajustées et complétées par des mesures réalisées avec le même photomètre sur 20 clichés photographiques ([4]). Les trois courbes, assez semblables entre elles, diffèrent de celles que donneraient un diffuseur parfait (loi de Lambert). Les maxima correspondent aux points ayant le Soleil au zénith.

La figure 6 donne pour ce point le plus brillant la luminance en fonction de l'angle de phase V, à la distance 1,524 U. A. du Soleil. La variation semble faible.

Interprétation. — Les mesures de laboratoire permettent de préciser par analogie le caractère des vastes régions désertiques qui recouvrent la plus grande partie de la surface de Mars.

Sur les substances poudreuses une grande partie de la lumière est renvoyée par la surface avec répartition spatiale isotrope (loi de Lambert); une autre partie provient de l'intérieur de la matière, après réfraction, réflexion, diffusion, absorption; elle altère en partie l'isotropie : *Le sol martien semble finement rugueux ou poudreux.*

Une surface étroitement tourmentée, ou trop vallonnée, romprait la similitude des courbes de la figure 5 : *Le terrain doit être modérément accidenté.*

Le facteur de diffusion, et sa variation spectrale, sont semblables à ceux des *oxydes de fer hydratés*, tels que la gœthite, ou la limonite dont l'existence sur Mars semble déjà indiquée par les mesures de polarisation ([5]).

(*) Séance du 17 décembre 1956.

([1]) A. DOLLFUS, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1833.

([2]) A. DOLLFUS, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2023.

([3]) *Voir* les déterminations récentes de G. de VAUCOULEURS, *Physique de la Planète Mars*, p. 264 et R. WOOLLEY, *M. N. RAS*, 113, 1953, p. 521.

([4]) Huit clichés ont été fournis par M. Camichel.

([5]) A. DOLLFUS, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 467 et *Thèse de Doctorat*.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Détermination du volume critique d'un réacteur sphérique.* Note de (*) MM. **Gérard Bouquet, Francis Ceschino, Marc Feix, René Loutfoullah, Paul Nicourd** et **Aimé Sestier**, présentée par M. Francis Perrin.

On se propose de résoudre l'équation intégrale donnant les conditions critiques d'une sphère de matériau fissible entourée d'un réflecteur à l'aide d'une méthode matricielle utilisant les probabilités de passage de couche à couche. La théorie est exposée dans le cadre d'un seul groupe de neutrons mais se prête aisément à l'emploi de plusieurs groupes. On étudie la rapidité de convergence sur un exemple.

Il s'agit d'étudier le régime critique d'un système multiplicatif sphérique entouré d'un réflecteur également sphérique. Les hypothèses faites sont : l'isotropie des phénomènes élémentaires (fission, diffusion); la monocinéticité des neutrons.

Dans ces conditions matière fissible et réflecteur sont caractérisés par deux grandeurs : Σ_m et Σ_r les sections efficaces (s. e.) totales pour la matière fissible et le réflecteur. τ_m et τ_r le nombre moyen des neutrons émis par collision dans la matière fissible et le réflecteur. On a

$$(1)\qquad \tau_{(m,r)} = \frac{\nu_{(m,r)}\Sigma_{f(m,r)} + \Sigma_{s(m,r)}}{\Sigma_{(m,r)}} \qquad \text{avec} \quad \Sigma_{(m,r)} = \Sigma_{f(m,r)} + \Sigma_{s(m,r)} + \Sigma_{c(m,r)}$$

(Σ_f, Σ_s et Σ_c s. e. macroscopiques de fission de diffusion et de capture; ν, nombre moyen de neutrons émis par fission).

$\Sigma(\vec{r})$ et $\tau(\vec{r})$ désignant des fonctions égales à Σ_m et τ_m dans la matière fissible et Σ_r et τ_r dans le réflecteur on est alors ramené à résoudre l'équation intégrale ([1]) :

$$(2)\qquad \psi(\vec{r}) = \int \tau(\vec{r})\,\mathrm{D}(\vec{r}_0, \vec{r})\,\psi(\vec{r}_0)\,dv_0,$$

avec

$$(3)\qquad \mathrm{D}(\vec{r}_0, \vec{r}) = \frac{\Sigma(\vec{r})\left\{\exp - \int_{\overline{\mathrm{M}_0\mathrm{M}}} \Sigma(\vec{\xi})\,d\xi\right\}}{4\pi\,|\vec{r} - \vec{r}_0|^2} \qquad (\vec{\xi}\ \text{point courant du segment}\ \overline{\mathrm{M}_0\mathrm{M}}),$$

$\mathrm{D}(\vec{r}_0, \vec{r})\,dv$ donne la probabilité pour un neutron né en $\vec{r}_0$ de subir son prochain choc dans l'élément de volume dv entourant le point M.

$\psi(\vec{r})$ désigne la densité de neutrons naissant au point $\vec{r}$, dv_0 l'élément de volume entourant le point M_0 défini par $\vec{r}_0$. On emploie pour résoudre (2) une méthode matricielle. On divise le volume de la pile en n couches concentriques de rayons $0, r_1, r_2, \ldots, r_k = a, \ldots, r_n = b$ (a et b sont les rayons des sphères matière fissible et réflecteur), la $i^{\text{ème}}$ couche Z_i est comprise entre les rayons r_{i-1}

et r_i. On suppose tous les neutrons présents dans la couche i rassemblés au point $\rho_i = (r_{i-1}+r_i)/2$ et l'on calcule alors la probabilité d_{ij} pour un neutron de la couche i de subir son prochain choc dans la couche j. Cette probabilité d_{ij} vaut

$$d_{ij} = \int_{\text{couche } j} \mathrm{D}(\rho_i, r)\, dv. \tag{4}$$

Pour obtenir les d_{ij} on calcule la probabilité P_{ij} pour un neutron né au point ρ_i de subir son prochain choc à l'intérieur de la sphère de rayon r_j, on a donc

$$d_{ij} = P_{ij} - P_{ij-1} \qquad \text{avec} \quad P_{i0} = 0. \tag{5}$$

La probabilité $P(r_0, r)$ [naissance au point r_0, choc à l'intérieur de la sphère de rayon r] est calculée à l'aide des intégrales I avec

$$I = \frac{1}{2}\int_A^B \exp\left[r_0 \left(\alpha x + \beta \sqrt{x^2 + \frac{r^2}{r_0^2} - 1} + \gamma \sqrt{x^2 + \frac{a^2}{r_0^2} - 1} \right) \right] dx, \tag{6}$$

six cas sont à envisager suivant les valeurs de r_0, r et a; α, β, γ, A et B ainsi que la forme de P sont données par le tableau suivant :

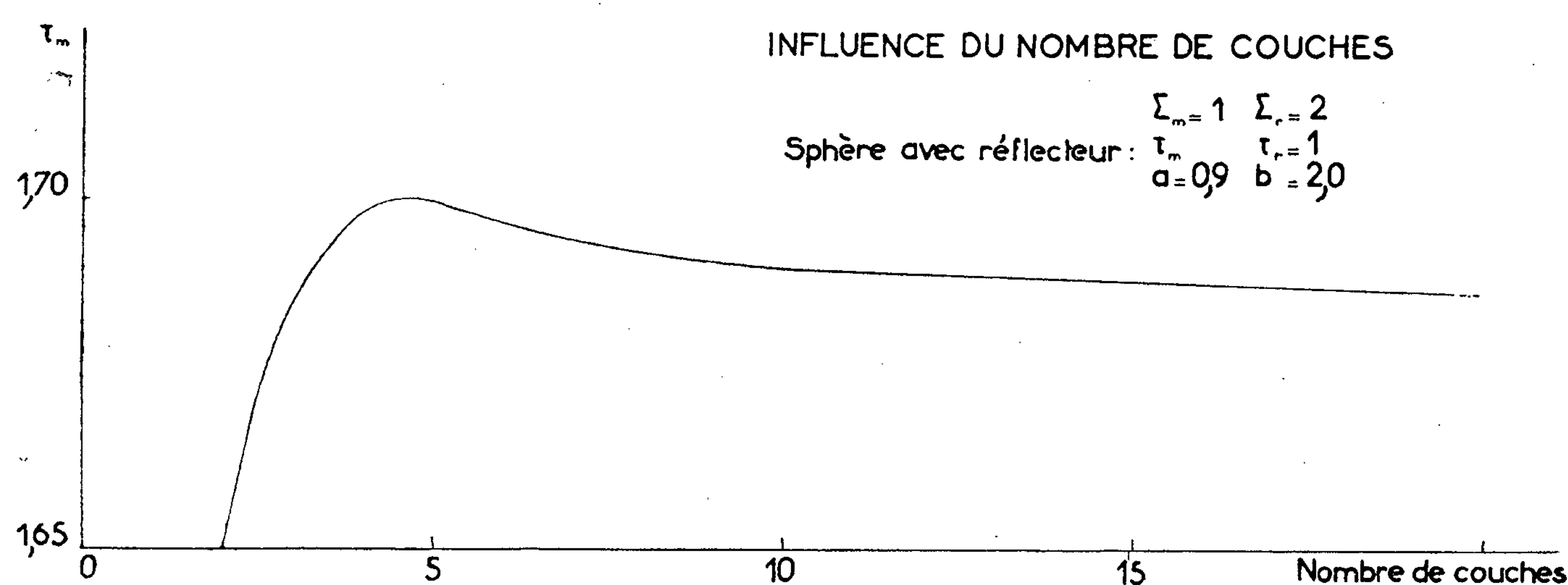
		α.	β.	γ.	A.	B.
1° $r < r_0 < a$: $P = I_1 - I_2$.	Const. de I_1...	$-\Sigma_m$	Σ_m	0	$\sqrt{1-\frac{r^2}{r_0^2}}$	1
	» I_2...	$-\Sigma_m$	$-\Sigma_m$	0	$\sqrt{1-\frac{r^2}{r_0^2}}$	1
2° $r_0 < r < a$: $P = 1 - I_1$.	» I_1...	$-\Sigma_m$	$-\Sigma_m$	0	-1	1
3° $r < a < r_0$: $P = I_1 - I_2$.	» I_1...	$-\Sigma_r$	Σ_m	$\Sigma_r - \Sigma_m$	$\sqrt{1-\frac{r^2}{r_0^2}}$	1
	» I_2...	$-\Sigma_r$	$-\Sigma_m$	$\Sigma_r - \Sigma_m$	$\sqrt{1-\frac{r^2}{r_0^2}}$	1
4° $r_0 < a < r$: $P = 1 - I_1$.	» I_1...	$-\Sigma_m$	$-\Sigma_r$	$\Sigma_r - \Sigma_m$	-1	1
5° $a < r < r_0$: $P = I_1 - I_2 - I_3$.	» I_1...	$-\Sigma_r$	Σ_r	0	$\sqrt{1-\frac{r^2}{r_0^2}}$	1
	» I_2...	$-\Sigma_r$	$-\Sigma_r$	0	$\sqrt{1-\frac{r^2}{r_0^2}}$	$\sqrt{1-\frac{a^2}{r_0^2}}$
	» I_3...	$-\Sigma_r$	$-\Sigma_r$	$2(\Sigma_r - \Sigma_m)$	$\sqrt{1-\frac{a^2}{r_0^2}}$	1
6° $a < r_0 < r$: $P = 1 - I_1 - I_2$.	» I_1...	$-\Sigma_r$	$-\Sigma_r$	0	-1	$\sqrt{1-\frac{a^2}{r_0^2}}$
	» I_2...	$-\Sigma_r$	$-\Sigma_r$	$2(\Sigma_r - \Sigma_m)$	$\sqrt{1-\frac{a^2}{r_0^2}}$	1

Si $\Sigma_r = \Sigma_m$ les intégrales peuvent être explicitées. Sinon on les obtient numériquement. Ψ_1, Ψ_2, ..., Ψ_i représentent les densités de naissance dans

les couches 1, 2, ..., i et τ_i donne le nombre moyen de neutrons par choc dans la couche i. Par conséquent pour $i=1, 2, \ldots, k$ $\tau_i=\tau_m$ et pour $i=k+1, \ldots, n$, $\tau_i=\tau_r$. Dans ces conditions (2) se ramène à l'équation matricielle

$$\Psi_j=\tau_j\sum_i d_{ij}\,\Psi_i. \tag{7}$$

Selon que la matrice α d'élément $\alpha_{ij}=\tau_j d_{ij}$ aura sa valeur propre fondamentale supérieure ou inférieure à 1 le système sera sur ou sous critique. La détermination de la plus grande valeur propre s'obtient aisément par itération.



MÉTHODE DES PROBABILITÉS DE PASSAGE

L'approximation dans ce calcul consiste à rassembler tous les neutrons naissant dans une couche au point central de cette couche. Elle est d'autant plus légitime que l'épaisseur de la couche est plus faible. On a étudié la convergence de cette méthode en fonction du nombre de couches dans le problème suivant [2]. Recherche du τ_m rendant critique le système :

Matière fissible :

$$\Sigma_m=1; \qquad a=0{,}9$$

(le libre parcours moyen dans la matière fissible est pris égal à 1).

Réflecteur :

$$\Sigma_r=2; \qquad b=2{,}0; \qquad \tau_r=1.$$

On divise la matière fissible en p couches d'égale épaisseur, de même que le réflecteur (les épaisseurs sont alors différentes dans la matière fissible et le réflecteur). On trouve comme τ_m critique en fonction de $n=2p$ les valeurs suivantes (*fig.*) :

n.......	2.	4.	6.	8.	10.	14.	20.
τ_m...	1,6494	1,6971	1,6954	1,6917	1,6899	1,6876	1,6871

On pourra donc prendre

$$\tau_m \text{ critique} = 1,687.$$

La méthode des harmoniques sphériques limitée à l'approximation P_3 avait donné 1,65; la méthode de Serber et Wilson 1,67.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) R. E. Marshak, H. Brooks et H. Hurwitz, *Nucleonics*, juin 1949, p. 46.

(2) Destiné uniquement à illustrer la méthode dans le cas délicat des libres parcours moyens inégaux et des milieux fortement multiplicatifs.

RELATIVITÉ. — *Sur les conditions d'existence de la solution de* $g_{\underset{+-}{\mu\nu};\rho} = 0$.

Note de M. S. **Kichenassamy**, présentée par M. Louis de Broglie.

On se propose de comparer les conditions d'existence de la solution de $g_{\underset{+-}{\mu\nu};\rho} = 0$, telles qu'elles sont données par M.-A. Tonnelat et V. Hlavatý. On trouve que la solution de M.-A. Tonnelat est moins restrictive que celle de V. Hlavatý.

On sait que la théorie du champ unifié d'Einstein-Schrödinger introduit entre le tenseur fondamental réel $g_{\mu\nu}(=\gamma_{\mu\nu} + \varphi_{\mu\nu})$ et la connexion affine $\Delta^{\rho}_{\mu\nu}$ une relation du type

$$g_{\underset{+-}{\mu\nu};\rho} = \partial_\rho g_{\mu\nu} - g_{\sigma\nu}\Delta^{\sigma}_{\mu\rho} - g_{\mu\sigma}\Delta^{\sigma}_{\rho\nu} = 0. \tag{1}$$

1. La solution générale $\Delta^{\rho}_{\mu\nu}$ de (1) a été obtenue algébriquement par M.-A. Tonnelat (1). Elle est déterminée d'une manière unique (2) :

a. dans le cas général ($\varphi \neq 0$), par

$$g \neq 0, \tag{2a}$$

$$\left(2 - \frac{g}{\gamma} + \frac{6\varphi}{\gamma}\right)^2 - \frac{4\varphi}{\gamma}\left(3 - \frac{g}{\gamma} + \frac{\varphi}{\gamma}\right)^2 \neq 0; \tag{2b}$$

b. dans le cas où $\varphi = 0$, par

$$g \neq 2\gamma. \tag{3}$$

Les conditions (2) et (3) sont aussi celles qui assurent l'existence de la solution $g^{\underset{+-}{\mu\nu}}{}_{;\rho} = 0$, calculée directement par S. Mavridès (3).

2. V. Hlavatý a ultérieurement résolu (1) en rapportant cette équation à un repère non holonome. Il a déterminé les conditions d'existence de la solution par deux méthodes successives (4), (5). Ce sont les suivantes :

a. dans le cas général :

$$g \neq 0; \tag{4a}$$

b. dans le cas où $\varphi = 0$;

$$g \neq 2\gamma. \tag{3}$$

Il semble que la solution de M.-A. Tonnelat soit plus restrictive que celle de V. Hlavatý, dans le cas général. Nous nous proposons de montrer qu'il n'en est rien.

3. Explicitons la condition (2 *b*). Elle devient

$$\frac{g}{\gamma} \neq \mu \qquad (2\,b')$$

où μ est racine du trinome

$$(1-4k)\mu^2 - 4(1-3k-2k^2)\mu + 4(1-3k+3k^2-k^3) = 0$$

et

$$k = \frac{\varphi}{\gamma},$$

c'est-à-dire

$$\mu = \frac{2}{1-4k}\left[1-3k-2k^2 \pm (5k-1)\sqrt{k}\right]. \qquad (5)$$

D'après (5) :

a. si $k=0$, $(2\,b')$ coïncide avec (3);

b. si $k<0$, μ étant imaginaire et g/γ réel, $(2\,b')$ est automatiquement vérifié; par suite, la solution de M.-A. Tonnelat n'est pas plus restrictive que celle de V. Hlavatý;

c. si $k>0$, μ est réel; la condition (2 *b*) est plus restrictive que (2 *a*).

Il est clair que k est du même signe que γ, φ étant nécessairement non négatif.

4. On reconnaît alors que le cas général de V. Hlavatý correspond au cas où k est négatif, puisque par hypothèse, $\gamma_{\mu\nu}$ est, dans tous ses travaux de signature hyperbolique normale $(- - - +)$. Nous allons maintenant montrer que cette hypothèse intervient essentiellement dans la construction de sa solution.

a. D'après [4], V. Hlavatý rapporte (1) à un repère orthonormé et non holonome, les vecteurs de base U^i_λ $(i=\mathrm{I, II, III, IV})$ étant déterminés par les $g_{\mu\nu}$. On a en particulier :

$$g_{\mu\nu} = g_{ij}\, U^i_\mu U^j_\nu,$$

où

$$\gamma_{ij} = \begin{vmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \qquad (6)$$

et φ_{ij} a des valeurs différentes qu'il nous importe peu de connaître pour la suite, suivant que k et $\mathrm{D} = [(1/2)\,\gamma^{\mu\rho}\gamma^{\nu\sigma}\varphi_{\mu\nu}\varphi_{\rho\sigma}]^2 - 4k$ sont nuls ou non.

Comme l'on s'en rend compte aisément, la forme (6) de γ_{ij} utilisé comme métrique permet la décomposition du système d'équations initial en un nombre de systèmes plus faciles à manier.

b. D'après ([5]), V. Hlavatý définit le repère non holonome d'une manière différente et utilise pour γ_{ij} la forme

$$(6') \qquad \gamma_{ij} = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{vmatrix} \cdot$$

mais garde l'hypothèse d'une signature hyperbolique pour $\gamma_{\mu\nu}$. Celle-ci est en effet nécessaire pour rendre positif D qui apparaît également comme le discriminant de l'équation

$$(7) \qquad \lambda^4 + \frac{1}{2}(\gamma^{\mu\rho}\gamma^{\nu\sigma}\varphi_{\mu\nu}\varphi_{\rho\sigma})\lambda^2 + k = 0.$$

C'est une combinaison des racines de (7) qui ne doit pas s'annuler, à savoir

$$\lambda_{ijk} = 1 + \lambda_i\lambda_j + \lambda_j\lambda_k + \lambda_k\lambda_i \qquad (i, j, k = 1, 2, 3, 4)$$

pour que la solution de (1) existe [quand les racines de (7) existent, $\lambda_{ijk} \neq 0$ est automatiquement satisfait si $g \neq 0$].

Remarque. — Les racines λ_i de (7) intervenant également dans la construction des vecteurs de base du repère orthonormé dans le cas (4*a*), on voit que la solution de V. Hlavatý pour qu'elle existe, nécessite toujours $D \geq 0$ ou $\gamma < 0$.

En résumé, les conditions d'existence de la solution de (1) sont :

1° dans le cas où $\varphi = 0$, d'après M.-A. Tonnelat et V. Hlavatý :

$$g \neq 2\gamma;$$

2° dans le cas général :

a. d'après V. Hlavatý :

$$g \neq 0 \quad \text{et} \quad k < 0;$$

b. d'après M.-A. Tonnelat :

si $k < 0$: $g \neq 0$;

si $k > 0$: $g \neq 0$ et $\frac{g}{\gamma} \neq \frac{2}{1-4k}[1 - 3k - 2k^2 \pm (5k-1)\sqrt{k}]$.

On voit que la solution de M.-A. Tonnelat est plus générale que celle de Hlavatý, puisqu'elle permet d'attribuer à k des valeurs positives.

([1]) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 182; *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 81.

([2]) *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 21.

([3]) *Nuov. Cim.*, 10, n° 2, 1955, p. 1141.

([4]) *J. Rat. Mech.*, Anal., 2, 1953, p. 1; V. Hlavatý et A. W. Sáenz, *ibid.*, 2, 1953, p. 523.

([5]) *Ibid.*, 4, 1955, p. 247.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la résolution de l'équation de Boltzmann dans le cas d'un gaz de Lorentz imparfait. Application aux gaz faiblement ionisés.* Note (*) de MM. **Michel Bayet, Jean-Loup Delcroix** et **Jean-François Denisse**, présentée par M. Joseph Pérès.

Étude des lois d'évolution de la partie isotrope de la fonction de distribution des vitesses des particules légères en tenant compte des échanges d'énergie dans les chocs élastiques avec les particules lourdes. Définition d'écarts non maxwelliens à partir des fonctions propres de l'opérateur de collision ; fréquences de relaxation de ces écarts. Application aux gaz faiblement ionisés.

1. Dans une Note précédente [1], nous avons indiqué comment on peut utiliser les fonctions propres de l'opérateur de collision J à la résolution de l'équation de Boltzmann dans le cas d'un gaz de Lorentz homogène parfait ($m/\mathrm{M}=0$).

Dans ce cas les fonctions propres sont les fonctions sphériques [2] Y_{lm}; elles fournissent un développement naturel pour la fonction de distribution $f(v, t)$ des particules légères.

Pour les fonctions anisotropes ($l \geq 1$) on a

$$\mathrm{J}(\mathrm{Y}_{lm}) = \nu_l \mathrm{Y}_{lm}, \qquad \text{avec} \quad \nu_l > 0. \tag{1}$$

Les ν_l s'interprètent comme les fréquences de relaxation des anisotropies.

Au contraire pour toute fonction isotrope, $a(v, t)$ on a

$$\mathrm{J}(a)=0, \tag{2}$$

car $\nu_0 = 0$; c'est-à-dire que, dans ce modèle, toute distribution isotrope se conserve indéfiniment.

2. Dans le cas réel des gaz de Lorentz imparfaits ($0 \neq m/\mathrm{M} \ll 1$), la dégénérescence infinie représentée par la formule (2) disparaît.

La composante isotrope $a(v, t)$ de la fonction de distribution des particules légères d'un gaz homogène satisfait alors à des lois d'évolution que nous étudions dans le cas d'une interaction purement élastique avec les particules lourdes.

Au contraire, l'évolution des anisotropies n'est modifiée que par des corrections en m/M que l'on peut négliger.

3. Pour les fonctions isotropes l'opérateur de collision prend la forme

$$\mathrm{J}[a(v, t)] = \frac{m}{\mathrm{M}} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v}\left[\nu_1(v) v^3 \frac{\partial}{\partial v}\left(a + \frac{k\mathrm{T}}{mv} \frac{\partial a}{\partial v}\right)\right], \tag{3}$$

où T est la température absolue des particules lourdes supposées en équilibre thermodynamique.

Cet opérateur dépend de la loi de force entre particules légères et lourdes par l'intermédiaire de la fréquence de relaxation.

Son étude mathématique conduit aux résultats suivants :

a. La fonction maxwellienne $y_0 = e^{-(mv^2/2KT)}$ est toujours fonction propre avec la valeur propre $\lambda_0 = 0$. Ceci correspond évidemment au fait que y_0 représente toujours l'état d'équilibre du système en l'absence de perturbations extérieures.

b. Sous certaines réserves, *excluant en particulier l'interaction coulombienne* et les forces variant encore plus lentement avec la distance, toutes les autres valeurs propres $-\lambda_p(p > 0 >)$ sont négatives, proportionnelles à m/M et forment une suite discrète.

Dans ces conditions les fonctions propres y_p de l'opérateur (3) fournissent une base naturelle pour le développement de la partie isotrope $a(v, t)$ de toute fonction de distribution dont on veut étudier l'évolution au cours du temps, et l'on pourra toujours écrire :

$$a(v, t) = \alpha_0 y_0 + \sum_p \alpha_p y_p. \tag{4}$$

Les y_p dépendent de la fonction $\nu_1(v)$. Une fois cette fonction déterminée soit à partir des sections de choc théoriques soit expérimentalement, la détermination des y_p n'est plus qu'une question de calcul qui peut se résoudre pour chaque gaz.

Dans le cas particulier d'une interaction maxwellienne ($\nu_1 =$ const.) on a

$$y_p = \left(\frac{2kT}{mv^2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} H_{2p+1}\left(\sqrt{\frac{mv^2}{2kT}}\right)$$

et

$$\lambda_p = 2p\nu_1 \frac{m}{M},$$

où H_{2p+1} est le polynome d'Hermite d'ordre $2p+1$.

4. En l'absence de forces extérieures on peut trouver l'évolution dans le temps d'une distribution isotrope quelconque $a(v, t)$, en reportant le développement (4) dans l'équation de Boltzmann on obtient le système d'équations

$$\dot{\alpha}_p + \lambda_p \alpha_p = 0.$$

Les λ_p s'interprètent donc comme des coefficients d'amortissement des écarts y_p non maxwellien ($\lambda_p > 0$); λ_p est la fréquence de relaxation de l'écart d'ordre p. Toute distribution tend évidemment vers la distribution maxwellienne y_0 qui ne s'amortit pas.

5. Cette méthode permet de traiter le cas d'un gaz où existe un champ de

forces. Nous indiquerons comme exemple le cas d'un gaz de Lorentz électrons-molécules soumis à un champ électrique constant E.

Dans ce cas, il se développe certaines anisotropies permanentes ([2]), ([3]) de la fonction de distribution électronique tandis que la partie isotrope tend vers une forme stationnaire $a(v)$ pour laquelle l'énergie gagnée par les électrons sous l'action du champ électrique est cédée aux molécules au cours des chocs (alors que, pour $m/M = 0$, le gaz d'électrons s'échaufferait indéfiniment).

On peut expliciter $a(v)$ dans le cas simple de l'interaction maxwellienne déjà citée.

Nous posons

$$\Gamma_m = \nu_1 \sqrt{\frac{2KT}{m}} \qquad \text{et} \qquad \Gamma = \frac{eE}{m}$$

et négligeons les termes transitoires et les termes d'ordre supérieur à 2 en Γ/Γ_m.

On obtient

$$a(v) \sim e^{-\frac{mv^2}{2KT}} \left[1 + \frac{1}{3} \frac{M}{m} \left(\frac{\Gamma}{\Gamma_m} \right)^2 \left(v^2 - \frac{3kT}{m} \right) \right].$$

Le développement de $a(v)$ est convergent tant que l'on a $\Gamma/\Gamma_m < 1$, mais les termes en Γ/Γ_m d'ordre supérieur à 2 ne sont négligeables que pour $\Gamma/\Gamma_m \ll (m/M)^{1/4}$; notre résultat peut alors s'écrire sous la forme

$$a(v) \sim e^{-\frac{mv^2}{2kT'}}, \qquad \text{avec} \quad T' = T \left[1 + \frac{1}{3} \frac{M}{m} \left(\frac{\Gamma}{\Gamma_m} \right)^2 \right] \neq T$$

qui constitue l'« approximation maxwellienne » déjà donnée par de nombreux auteurs, mais dont nous indiquons ici la limite du domaine de validité. Par contre pour :

$$\left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \sim \frac{\Gamma}{\Gamma_m} \ll \left(\frac{m}{M} \right)^{\frac{1}{4}}$$

(limite qui permette aux électrons d'avoir une énergie bien supérieure à l'énergie d'agitation thermique obtenue pour $E = 0$) notre formule diffère essentiellement de tous les résultats précédents ([4]), ([5]).

(*) Séance du 17 décembre 1956.

([1]) M. Bayet, J.-L. Delcroix, et J.-F. Denisse, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2146.

([2]) M. Bayet, J.-L. Delcroix et J.-F. Denisse, *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 795; 16, 1955, p. 274.

([3]) M. Bayet, J.-L. Delcroix et F. Denisse, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 923 et 1008.

([4]) S. Chapman et T. G. Cowling; *The mathematical theory of non uniform gases*, chap, XVIII (2e ed., Cambridge 1952).

([5]) R. Jancel et T. Kahan, *J. Phys. Rad.*, 14, 1953, p. 533; *Nuovo Cimento*, 12, 1954, p. 573.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur les changements dans la conductibilité électrique des métaux lors de la fusion.* Note de M[me] **Geneviève Darmois**, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans une Note antérieure [1], j'ai rappelé qu'une discontinuité considérable existe au point de fusion des métaux dans leur conductibilité; par exemple, le mercure solide est 4,2 fois plus conducteur que le liquide. De plus j'ai fait voir qu'il existe une corrélation très nette entre cette variation et le changement de volume par fusion. Pour les métaux à $\Delta V < 0$ (Bi, Ga, Sb), le solide est au contraire moins conducteur que le liquide. Cette corrélation a été ignorée par les quelques théoriciens qui ont essayé d'expliquer la discontinuité en question.

La théorie électronique de la conductibilité des métaux, inaugurée par Drude-Lorentz (1900-1916), modifiée par Sommerfeld (1928) a pris, depuis la mécanique ondulatoire, une forme que les physiciens estiment définitive. La formule indiquée par Sommerfeld en 1928 est

$$\rho = \frac{\sqrt{2 m E_m}}{n e^2 \lambda} \qquad (1)$$

(n. nombre d'électrons libres par centimètre cube; λ, chemin moyen de l'électron). E_m est l'énergie maximum de Sommerfeld; elle est donnée par

$$E_m = \frac{h^2}{8m}\left(\frac{3N}{\pi V}\right)^{\frac{2}{3}}, \qquad (2)$$

N, nombre total des électrons libres dans le volume V du métal. La formule (2) n'est exacte en toute rigueur qu'au zéro absolu, mais la correction est très faible, même au point de fusion du cuivre. Les théories modernes permettent le calcul de λ; elles montrent que la formule (1) de Sommerfeld peut subsister en première approximation. λ dépend de la température et, à la température ordinaire, il est, comme nous le verrons plus loin de 10 à plus de 30 000 fois la distance interatomique. C'est là une des *anomalies de la théorie.* Nous allons faire voir que, en expliquant la corrélation signalée plus haut, on peut trouver des λ de l'ordre des distances interatomiques.

Jusqu'ici, on a posé dans la formule (1) $n = N/V$. D'après (2), E_m est indépendant de T; dans (1), $n\lambda$ est donc donné à une certaine température. Si λ apparaît trop grand, c'est que n est trop petit. Nous supposerons donc que le volume accessible aux électrons de conduction n'est pas V, mais un volume φ plus petit. Que deviennent dans ce cas les formules (1) et (2)? D'après la façon dont est démontrée (1), il faut y poser $n = N/\varphi$. La démonstration habituelle de (2) introduit l'énergie totale des électrons dans le volume V; nous admettrons donc que (2) se conserve telle quelle.

Comment expliquer la discontinuité au point de fusion ? Les formules (1) et (2) renferment N, V, λ et φ qui sont susceptibles de varier au point de fusion. Nous admettrons que le nombre total N d'électrons libres donnés par un atome ne varie pas, V varie de ΔV ; λ et φ auront des valeurs différentes sous les deux états.

Pour avancer le calcul, nous ferons l'hypothèse déjà faite antérieurement [1]. λ est une corde du volume φ ; nous admettrons qu'elle varie comme $\varphi^{1/3}$. D'autre part, dans des recherches antérieures sur la fusion [2], j'ai rappelé que beaucoup d'auteurs admettent que la fusion s'accompagne de la création de « trous » ; le volume de ces trous serait précisément égal à l'augmentation de volume ΔV. Nous ferons donc une deuxième hypothèse, à savoir que le volume libre s'accroît du volume des trous c'est-à-dire de ΔV.

(3) $$\varphi_l - \varphi_s = \Delta V \quad \text{au point de fusion.}$$

Nous ferons les calculs numériques pour les trois métaux Hg, Bi, Cu. Nous admettrons que les électrons libres sont ceux qui correspondent à la *monovalence* des trois métaux. Dans le volume atomique V, il y aura donc 6.10^{23} électrons. (2) permet le calcul de E_m ; comme $\Delta V/V$ est de l'ordre de 5 %, les E_m seront un peu différents pour le solide et le liquide. En portant leurs valeurs dans (1), cela permet le calcul de $(\rho n \lambda)$ pour le solide et le liquide au point de fusion. On formera le quotient $(\rho n\lambda)_s/(\rho n \lambda)_l$. C'est $(\rho_s/\rho_l)(n_s/n_l)(\lambda_s/\lambda_l)$. (ρ_s/ρ_l) est connu par les mesures ; $(n_s/n_l) = (\varphi_s + \Delta V)/\varphi_s$; $\lambda_s/\lambda_l = [\varphi_s/(\varphi_s + \Delta V)]^{1/3}$. Le produit $(\rho_s/\rho_l)[(\varphi_s + \Delta V)/\varphi_s]^{2/3}$ est donc connu d'où le calcul de φ_s ; on calculera ensuite n_s, puis λ_s.

Calcul pour le mercure. — Au point de fusion (— 39°), on a

$$V_l = 14{,}60 ; \quad V_s = 14{,}08 \text{ cm}^3 ; \quad \Delta V = 0{,}52 ;$$
$$E_m(\text{liq}) = 6{,}96.10^{-12} \text{ ergs}, \quad E_m(\text{sol}) = 7{,}13.10^{-12} ;$$
$$\rho n \lambda(\text{liq}) = 0{,}4885, \quad \rho n \lambda(\text{sol}) = 0{,}4945 ;$$
$$\varphi_s = 0{,}07, \quad \varphi_l = 0{,}59.$$

ρ_l au point de fusion est $90{,}7\,\Omega$.cm ou $10{,}1.10^{-17}$ u. é. s. On calcule ainsi $\lambda(\text{liq}) = 0{,}473.10^{-8}$ cm. C'est bien de l'ordre des distances interatomiques $n = N/V$ donnerait 25 fois plus. λ se modifie avec T ; nous verrons plus loin comment.

Calcul pour le bismuth. — Au point de fusion (269° C), on a

$$V_l = 20{,}70 ; \quad V_s - 21{,}19 ; \quad \Delta V = - 0{,}49 ;$$
$$E_m(\text{sol}) = 5{,}43.10^{-12} \text{ ergs}, \quad E_m(\text{liq}) = 5{,}52.10^{-12} ;$$
$$\rho n \lambda(\text{sol}) = 0{,}4415, \quad \rho n \lambda(\text{liq}) = 0{,}4431 ;$$
$$\rho_s = 29{,}7.10^{-17} \text{ u. é. s.}, \quad \rho_l = 14{,}17.10^{-17} ;$$
$$\varphi_s = 0{,}74 \text{ cm}^3 ; \quad \varphi_l = 0{,}25 ; \quad n_s = 6.10^{23}/0{,}74 = 8{,}1.10^{23} ;$$
$$\lambda_s = 0{,}19.10^{-8} \text{ cm}, \quad \lambda_l = 0{,}13.10^{-8} \text{ cm}.$$

De nouveau les λ sont de l'ordre des distances interatomiques. Dans la littérature, on trouve des valeurs *anormalement grandes*. Par exemple, Pippard et Chambers ([3]) indiquent 3,4 μ à 300° ($3,4.10^{-4}$ cm).

La valeur de λ a été obtenue au point de fusion. Si l'on admet toujours la variation comme $\varphi^{1/3}$; (1) donne $\rho\varphi^{-2/3} = \text{const.}$; on trouve ainsi $\lambda_{20} = 0,13$ Å Les valeurs de la littérature sont donc 34 000 Å.

Calcul pour le cuivre. — Au point de fusion (1083° C), on a

$$V_s = 7,29\ \text{cm}^3; \quad V_l = 7,66, \quad \Delta V = 0,37;$$
$$E_m(\text{sol}) = 11,03.10^{-12}\ \text{ergs}, \quad E_m(\text{liq}) = 10,67.10^{-12};$$
$$\rho n\lambda(\text{sol}) = 0,615, \quad \rho n\lambda(\text{liq}) = 0,595, \quad \rho_s = 1,133.10^{-17}, \quad \rho_l = 2,37.10^{-17};$$
$$\varphi_s = 0,17, \quad \varphi_l = 0,54, \quad n_s = 35,3.10^{23}, \quad n_l = 11,1.10^{23}.$$

Enfin $\lambda_s = 1,54.10^{-8}$ cm. Comme plus haut la valeur à la température ordinaire se calcule à $\lambda_{20} = 0,616.10^{-8}$ cm. Le calcul avec la formule en M/V donne 400 Å au lieu de 0,6 Å.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1952, p. 2589.

(2) G. Sutra, 2e *Réunion de la Société de Chimie Physique*, p. 354 (Changement de phases).

(3) *Proc. Phys. Soc.*, 65 A, 1952, p. 955.

ÉLECTRONIQUE. — *Circuit électronique multiplicateur*. Note (*) de MM. **Lefteri Sideriades** et **Jean Brunel**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans une précédente Note ([1]) nous avons conçu et réalisé un quadripôle non linéaire actif équivalent à une lampe possédant une caractéristique rigoureusement parabolique, le sommet de la parabole étant confondu avec la coupure de la lampe. Une bascule à quatre positions d'équilibre en a été la première application.

On a repris ici ce même quadripôle en vue de la réalisation d'un circuit électronique multiplicateur dont le schéma théorique est indiqué ci-contre (*fig.* 1). Ce schéma réalise l'opération suivante :

$$xy = k[(x+y)^2 - (x-y)]^2.$$

La somme $x(t) + y(t)$ attaque directement par l'intermédiaire d'un pont de résistances le premier quadripôle représenté par le jeu de lampes L_2, L_3 L_4.

La différence $x(t) - y(t)$, obtenue par l'intermédiaire d'une lampe L_1, attaque le deuxième quadripôle représenté par le jeu de lampes L_5, L_6, L_7.

A la condition expresse que le coefficient d'amplification soit le même pour les deux étages, ce qui revient à une rigoureuse identité de ces derniers, on peut effectuer la dernière soustraction dans l'étage final comprenant la lampe L_8.

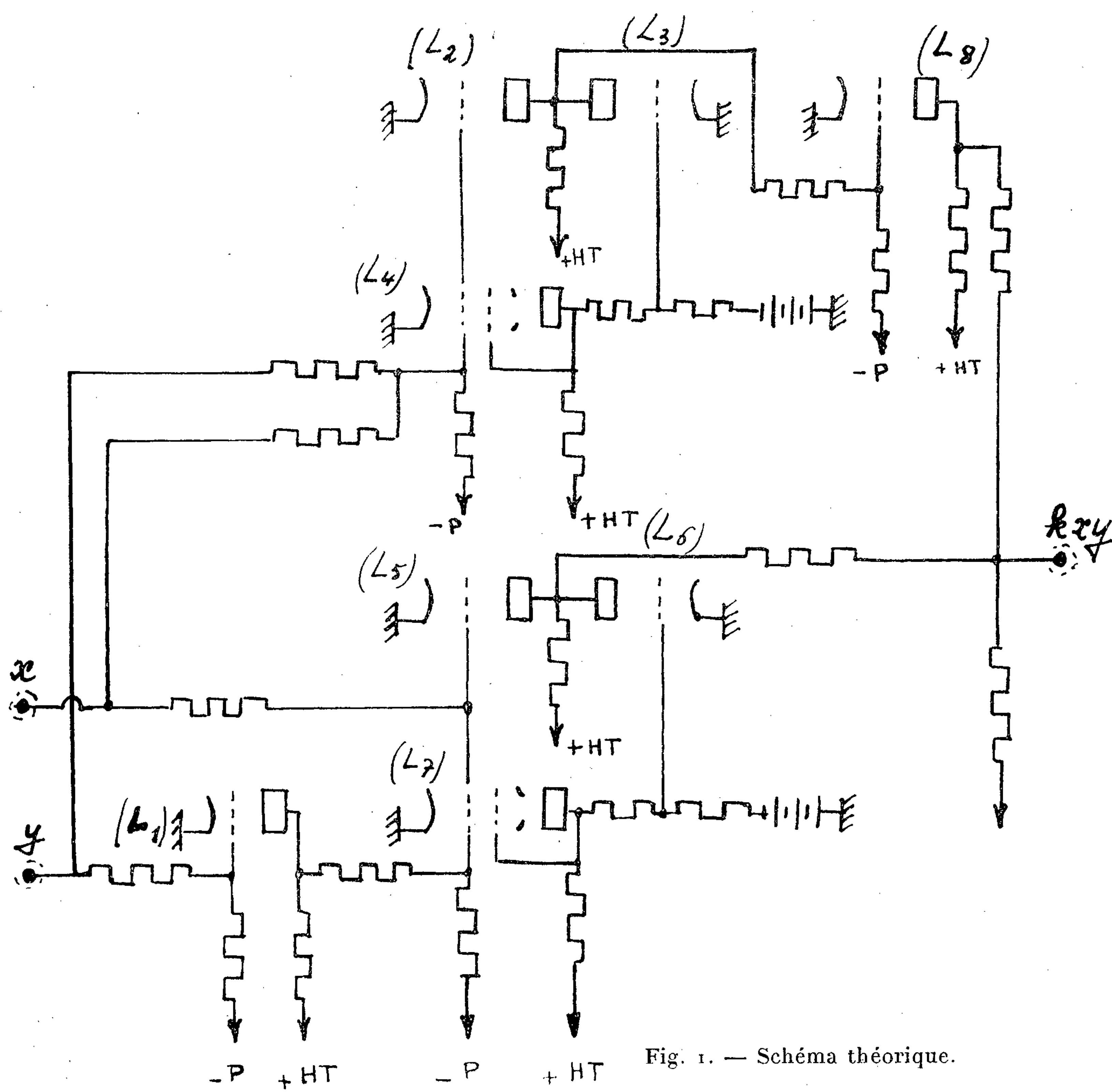


Fig. 1. — Schéma théorique.

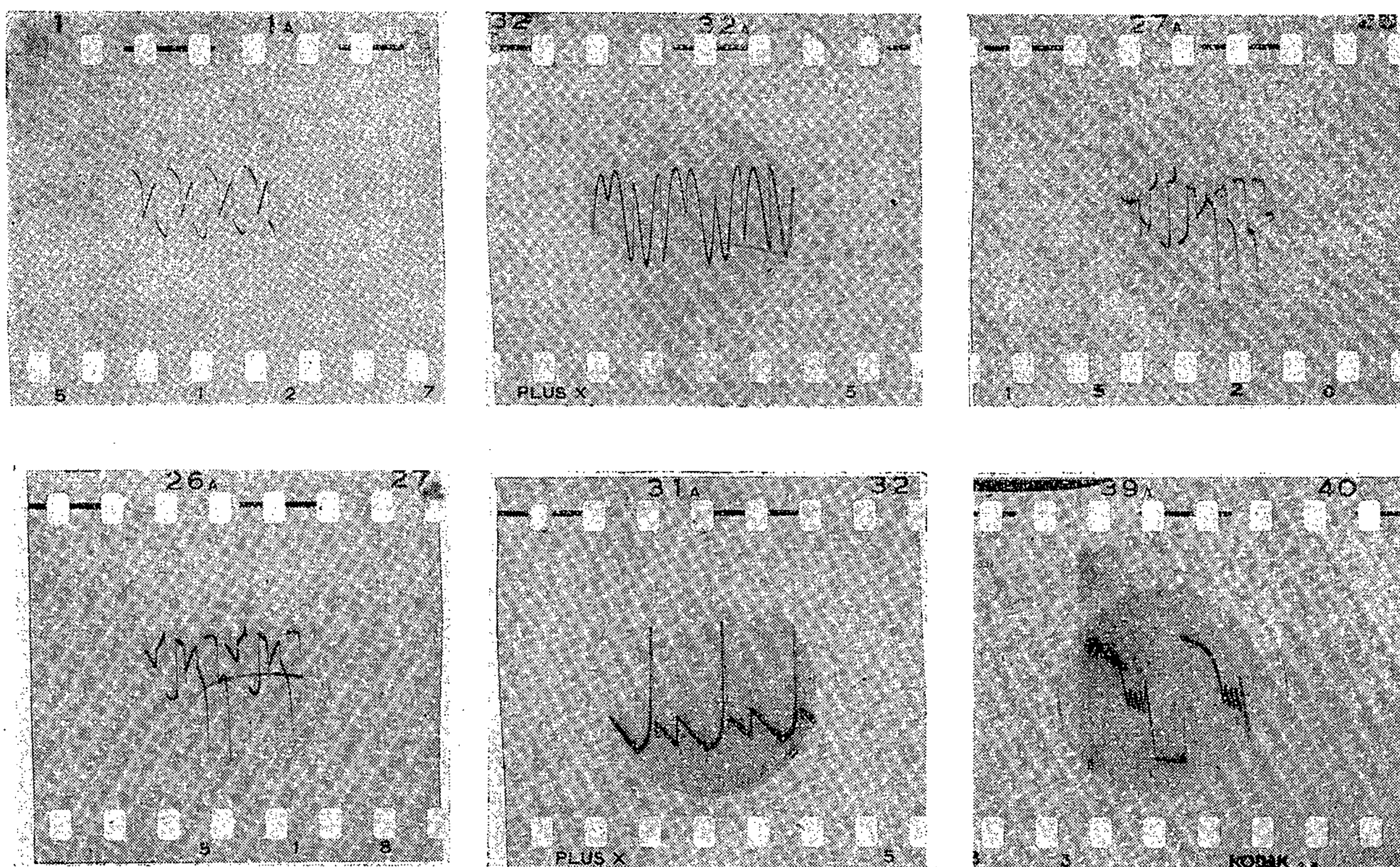


Fig. 2.

A la stabilité près des sources d'alimentation et des générateurs de signaux $x(t)$, $y(t)$, ce multiplicateur de laboratoire a un taux d'erreur de l'ordre de 5 %.

La figure 2 montre quelques exemples de produits kxy observés sur l'écran d'un oscillographe cathodique.

(*) Séance du 29 octobre 1956.
(1) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1704.

DIFFRACTION ÉLECTRONIQUE. — *La diffraction des électrons par les très petits cristaux métalliques.* Note (*) de MM. **Lucien Lafourcade** et **Paul Larroque**, présentée par M. Gaston Dupouy.

On compare les diagrammes formés sur une même plaque par deux films d'épaisseur très différente préparés avec le même métal. Les mesures montrent que le décalage relatif des maxima de diffraction paraît ne dépendre que du nombre d'atomes contenus dans le cristal; ce décalage n'est important que pour des cristaux contenant au plus quelques centaines d'atomes.

Une étude théorique de Lennard Jones (1) prévoit que la distance des atomes dans les cristaux non ioniques doit augmenter, lorsque les cristaux deviennent de plus en plus petits.

Le présent travail a pour but de mesurer avec précision le déplacement des maxima de diffraction et d'étudier les variations de ce déplacement en fonction de la dimension des cristaux et de la nature du métal.

Principe de la méthode. — Les films métalliques étudiés sont obtenus par vaporisation thermique à l'intérieur même du diffracteur sur des supports de collodion ou de formvar.

La dimension moyenne des cristaux est calculée d'après la largeur des anneaux par la formule de Scherrer. Pour tous les métaux, la taille des cristaux diminue, quand le film devient de plus en plus mince (2). Cette diminution est particulièrement importante avec l'argent et l'or (3).

Pour chaque métal, nous prenons un film de référence relativement épais, soit 100 à 150 Å; nous comparons ensuite le diagramme de ce film avec ceux de films de plus en plus minces, en formant sur la moitié d'une plaque le diagramme du film épais et, sur l'autre moitié, celui du film mince.

La figure 1 représente le schéma d'une plaque développée. Seuls les anneaux III y sont représentés. Celui du film épais est mince et contrasté, celui du film mince large et diffus.

Les deux diagrammes sont enregistrés au moyen d'un microdensitomètre suivant les directions XX' et YY'; il suffit de changer légèrement la largeur de l'une des fentes pour obtenir, sur la même feuille, les deux diagrammes décalés suivant l'axe des densités.

Résultats. — La figure 2 représente les résultats obtenus avec l'or et l'argent. Pour loger toutes les courbes, nous n'avons conservé des enregistrements que la partie concernant les anneaux 111. On vérifie aisément que le décalage des maxima de diffraction augmente, quand l'épaisseur du film mince diminue. Une correction doit être effectuée pour tenir

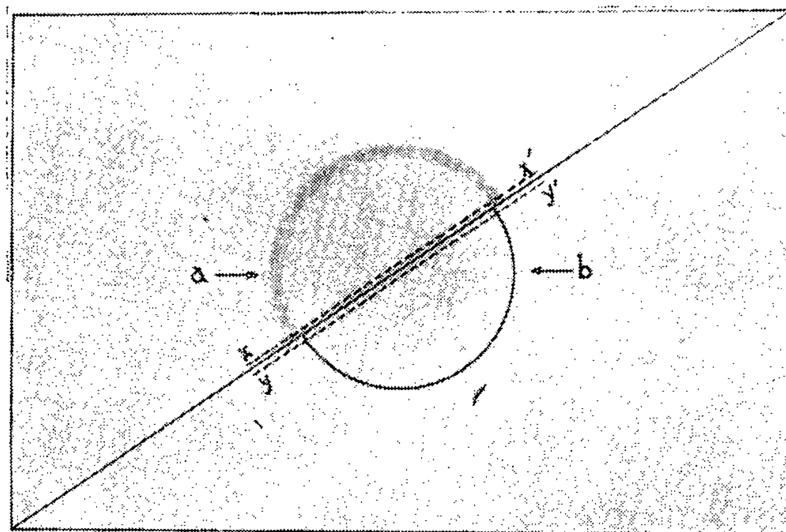


Fig. 1. — Schéma d'une plaque développée :
a. demi-anneau du film le plus mince;
b. demi-anneau du film le plus épais.
Les enregistrements microdensitométriques sont effectués suivant les directions XX' et YY'.

compte du fond continu dans le diagramme du film mince : il suffit de prendre pour maximum le point de contact de la courbe avec la tangente menée parallèlement à la direction du fond continu. Le décalage effectif, représenté par la distance des deux traits pointillés verticaux, est encore supérieur au décalage apparent, déjà sensible pour les films très minces.

Les résultats numériques ne peuvent être considérés comme valables qu'avec une approximation de 15 %, tant pour la grosseur moyenne des cristaux que pour le décalage des maxima.

Pour les deux métaux, le film de référence a une épaisseur de 100 à 150 Å avec des grains d'une épaisseur moyenne de 50 Å.

Le tableau joint à la figure 2 indique les décalages relatifs pour les divers films étudiés. Dans les deux cas, le décalage est insignifiant, quand les cristaux du film mince ont une taille moyenne supérieure à 25 Å. Aux erreurs d'expérience près, ces deux métaux donnent donc des résultats comparables.

Conclusion. — 1° Il n'a jamais été observé de décalage dans le sens prévu par la théorie de Lennard Jones.

2° La taille moyenne des cristaux doit être inférieure à 25 Å pour donner un décalage supérieur à 1 %. L'épaisseur équivalente du film est alors d'une dizaine d'angströms.

3° Pour les métaux étudiés, qui appartiennent au même sous-groupe et cristallisent dans le système cubique à faces centrées, il semble que le

décalage relatif observé soit indépendant de la nature du métal et ne dépende que du nombre d'atomes contenus dans le cristal moyen de la préparation.

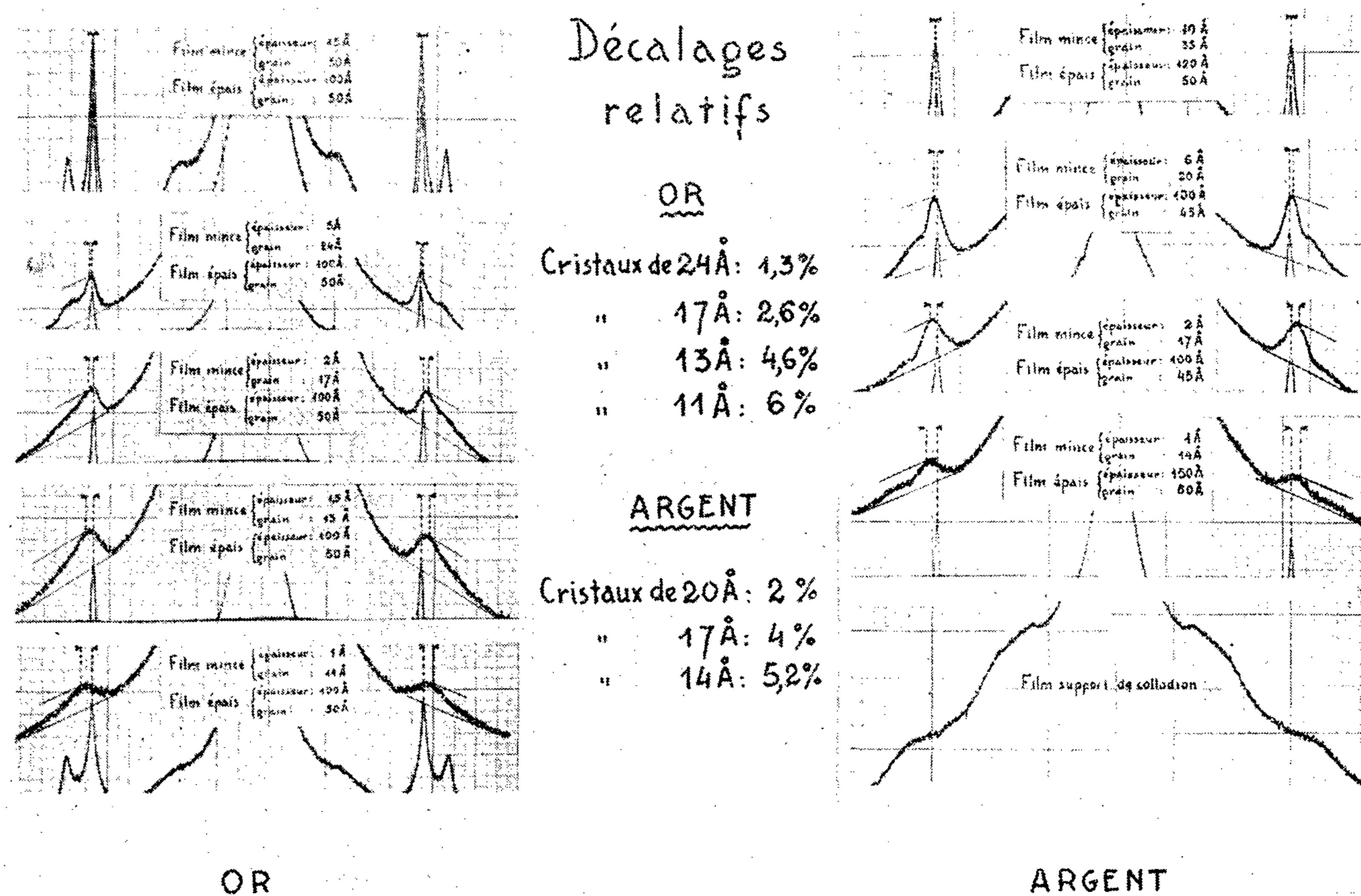


Fig. 2. — Enregistrements microdensitométriques.
Les épaisseurs indiquées sont des épaisseurs moyennes calculées d'après un étalonnage préalable par pesée.
Tension d'accélération : 85 kV.

4° L'emploi des calculateurs électroniques permet d'obtenir la courbe théorique de l'intensité diffractée par un très petit cristal. Pour les cristaux cubiques centrés, quelques-unes de ces courbes ont déjà été publiées ([4]); elles montrent que les maxima peuvent être décalés par rapport à la position prévue par la loi de Bragg. C'est la comparaison des courbes théoriques et des courbes expérimentales qui permettra d'affirmer s'il subsiste une variation effective de la constante réticulaire avec la dimension des cristaux.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) *Z. Krist.*, 75, 1930, p. 215.

(2) Germer, *Bell Laboratoires*, New-York, 1939.

(3) Lafourcade, *Thèse*, 1952.

(4) Morozumi et Ritter, *Acta crystallogr.*, 6, 1953, p. 588.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Effets du papillotement produit par des variations périodiques ou aléatoires dans la tension d'alimentation des lampes électriques.* Note (*) de M. **Pierre Ailleret**, présentée par M. Georges Darrieus.

Une gêne sérieuse pour les usagers de l'éclairage électrique est souvent provoquée par des chutes de tension variant soit périodiquement, par exemple du fait des soudeuses électriques, soit aléatoirement, par exemple du fait des démarrages de moteurs.

Les effets physiologiques des fluctuations rapides du flux lumineux n'avaient été étudiés qu'au point de vue du seuil de perceptibilité de la gêne. Afin de pouvoir raisonner sur le phénomène à l'échelle où il se présente sur les réseaux, une série d'expériences a été entreprise et les trois lois suivantes ont pu être dégagées :

1° *Loi de la relation entre amplitude et fréquence qui conduisent à une même gêne.* — Si deux papillottements (flicker) sinusoïdaux permanents de flux lumineux, l'un de fréquence f_1, l'autre de fréquence f_2, ont des amplitudes telles que la gêne produite soit la même, la multiplication des deux amplitudes par un même facteur conserve l'égalité de gêne.

Le rapport des deux amplitudes équigênes pour deux fréquences données varie très peu suivant le sujet de l'expérimentation, au moins pour des adultes normaux en train de lire ou occupés d'une manière analogue.

En prenant comme référence une fréquence de papillotement déterminée, par exemple la fréquence 20 Hz qui correspond à la sensibilité maximum de l'œil au papillotement, on peut ainsi tracer une courbe de gêne caractérisant le rapport des amplitudes à cette fréquence et à la fréquence 20 Hz qui réalise l'équigêne (*fig.* 1).

2° *Commune mesure entre l'influence de l'amplitude du papillotement et de l'intervalle de temps pendant lequel il est maintenu.* — Si un papillotement sinusoïdal de fréquence donnée est successivement établi puis supprimé (ou affecté d'une amplitude différente) pendant des intervalles de temps réguliers successifs, la gêne est caractérisée par la somme des produits des carrés des amplitudes par les intervalles de temps correspondants. Il y a égalité de gêne à égalité de $\int (\text{amplitude})^2\, dt$.

3° *Loi de superposition de deux papillotements de fréquence différentes.* — Si l'on ajoute algébriquement les flux de deux papillotements sinusoïdaux qui seraient séparément équivalents comme gêne à des amplitudes a_1 et a_2 d'un papillotement à une fréquence de référence (20 Hz par exemple), le papillotement résultant est équivalent comme gêne à un papillotement à la fréquence de référence dont l'amplitude serait $\sqrt{a_1^2 + a_2^2}$.

De la combinaison de ces lois résulte la conclusion suivante : Si l'on constitue un filtre avec la loi de gain correspondant au 1°, l'intégrale dans

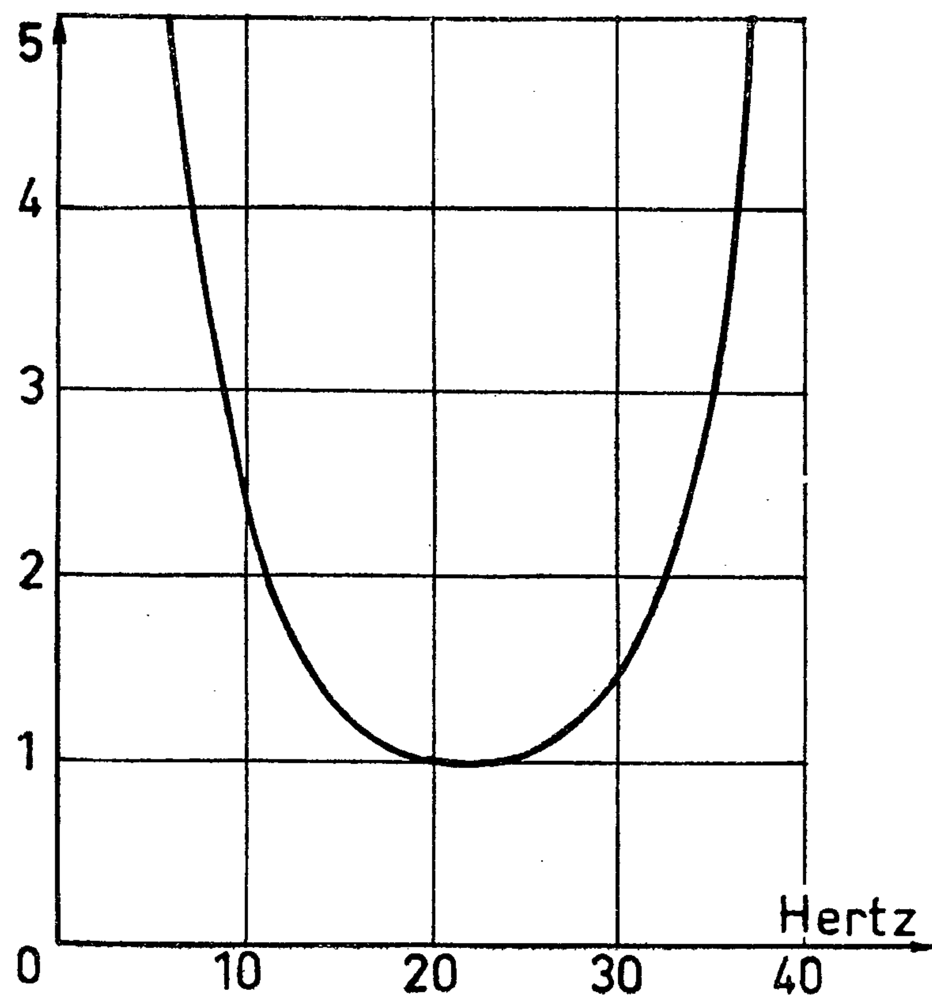


Fig. 1. — Rapport des amplitudes de modulation sinusoïdale des flux lumineux provoquant une même gêne en fonction de la fréquence de ces variations.

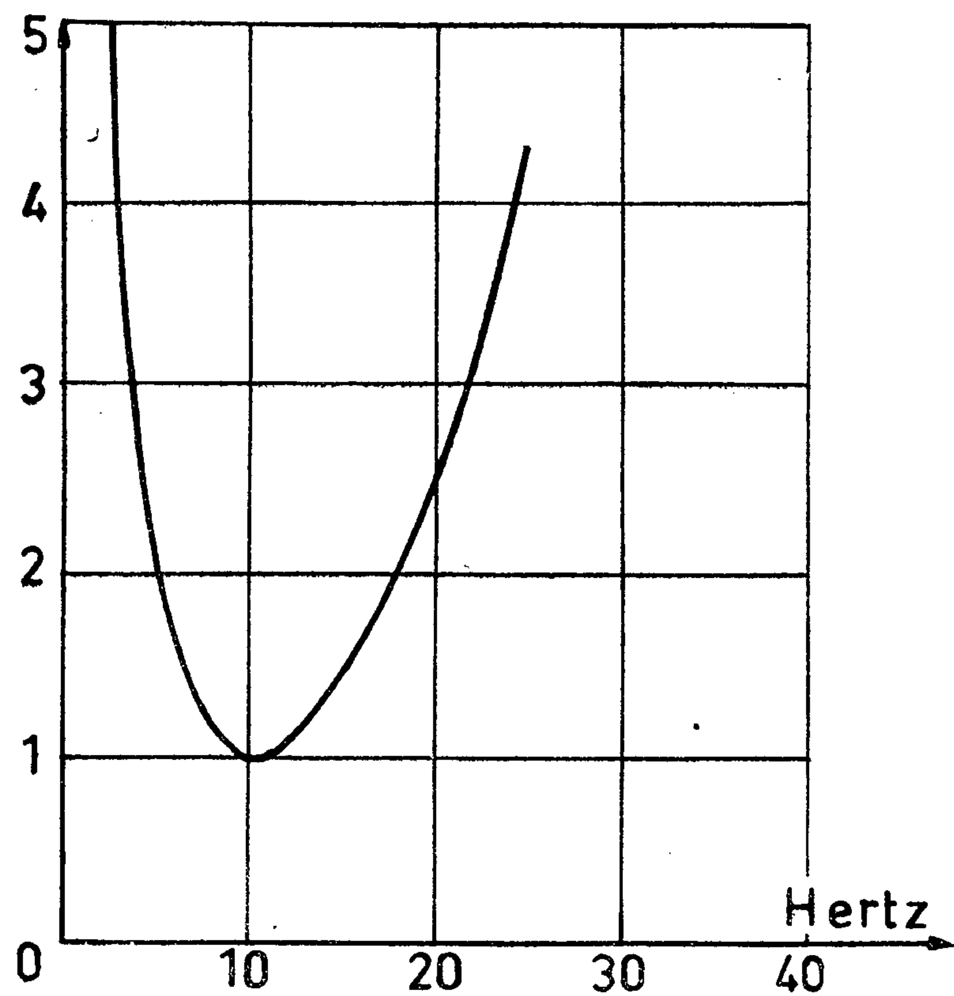


Fig. 2. — Pour les lampes à incandescence des types courants, rapport des amplitudes d'une modulation sinusoïdale de tension provoquant une même gêne en fonction de la fréquence des variations.

le temps de la grandeur de sortie du filtre mesure la gêne produite, toujours dans les conditions de l'expérience (individus normaux, adultes ayant une

occupation analogue à la lecture dans la gamme des éclairements habituels pour la lecture).

Pour appliquer en pratique ces lois physiques il est commode de se référer non plus aux variations de flux lumineux, mais aux variations de tension qui les engendrent.

Au filtre représentatif de l'œil (essentiellement par son mécanisme photochimique) vient s'ajouter le filtre représentatif de la lampe en considérant comme grandeur d'entrée la tension, et comme grandeur de sortie le flux lumineux.

La combinaison des deux filtres faite par exemple pour les lampes à incandescence de type courant donne une courbe de gain résultant dont le maximum est à une fréquence très abaissée par l'inertie calorifique du filament et est au voisinage de 10 Hz (*fig.* 2).

Il est maintenant possible de réaliser sur la base de cette courbe un filtre qui, branché sur un intégrateur à sa sortie va permettre l'étude pratique du papillotement sur les réseaux électriques tant du point de vue des perturbations admissibles que des renforcements de réseaux qu'il peut être justifié de faire pour y parer.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Sur la réception d'un signal doublement modulé.*

Note de M. **Michel Anastassiadès**, présentée par M. Eugène Darmois.

Un nouveau système émission-réception radioélectrique est proposé, suivant lequel l'onde porteuse serait doublement modulée à l'émission par la moyenne fréquence et la fréquence audible. Le changement de fréquence à la réception serait ainsi supprimé,

La pratique courante de la réception superhétérodyne prévoit des récepteurs avec un ou plusieurs étages de changement de fréquence.

Or, il pourrait être intéressant d'examiner une autre organisation de l'émission-réception, suivant laquelle l'onde porteuse à l'émission serait doublement modulée, à la fois par une moyenne fréquence et la basse fréquence de la parole, tandis qu'à la réception on se servirait alors des récepteurs ne comportant plus des étages changeurs de fréquence. Un tel système aurait l'avantage de conduire à des récepteurs beaucoup plus simples que les récepteurs ordinaires.

Nous avons entrepris la réalisation d'un tel système comportant un émetteur de 10 W rayonnant une onde porteuse de 50 Mc/s, modulée une première fois par une fréquence moyenne de 1 Mc/s et une seconde fois par la basse fréquence de la parole. Le récepteur se composait d'une détectrice au silicium suivie d'un

étage amplificateur M. F. et des étages ordinaires. L'ensemble émetteur-récepteur a fonctionné parfaitement.

Nous avons ensuite essayé de comparer le rendement d'un tel système sans changement de fréquence, avec un système ordinaire superhétérodyne.

En se basant sur les calculs de Herold ([1]) pour un étage de changement de fréquence avec diode mélangeuse au silicium, nous avons déduit la valeur de la pente de conversion qu'on a comparée ensuite à la pente de détection sans changement de fréquence. Le résultat est que la pente de conversion est la moitié de celle de la détection. On aurait pu conclure que le système à double modulation est plus avantageux.

Mais une telle conclusion serait trompeuse. En comparant les relations qui déterminent le courant M. F. dans les deux cas nous déduisons les amplitudes des tensions agissant sur le circuit. L'intensité du courant M. F. après changement de fréquence est fonction de l'amplitude E_0 de l'hétérodyne et de l'amplitude E_S du signal d'entrée. On sait qu'on réalise d'habitude $E_0 \gg E_S$ sans toutefois dépasser $E_0 = 3E_S$. En détectant un signal doublement modulé nous obtenons une tension M. F. dont l'amplitude serait au plus $E_S/2$ et cela pour ne pas avoir des distorsions.

En admettant l'égalité des amplitudes E_S pour les deux cas en comparaison, nous sommes amené à conclure que le courant M. F. serait sous les conditions posées ($E_0 \gg E_S$) triple de celui produit après simple détection.

Pourtant ce désavantage de la simple détection pourrait être facilement compensé par l'excès de gain des récepteurs modernes.

Étant donné que le spectre des fréquences produit par un signal doublement modulé est étalé à $f_0 \pm f_m$, où f_0 est la fréquence porteuse et f_m la moyenne fréquence choisie, on n'arrive à des sélectivités poussées qu'en admettant un rapport $2\Delta f_m/f_0$ au moins de $1/1000^e$. On voit alors que le système à double modulation n'a un intérêt pratique qu'en hyperfréquences, où f_0 peut être bien supérieur à f_m, sans que la bande occupée soit large.

([1]) E. W. Herold et L. Malter, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, octobre 1943, p. 575.

SPECTROSCOPIE. — *Sur le calcul des intensités dans les spectres de bandes des molécules diatomiques (cas de l'oscillateur harmonique). Développement en série au voisinage du cas particulier* $\omega_1 = \omega_2$. Note (*) de M. **Jean Ruamps**, présentée par M. Jean Cabannes.

Les notations sont les mêmes que dans la précédente Note ([1]), mais ω_1 et ω_2 sont différents. La numérotation est telle que $\omega_2 > \omega_1$ (ω_1 et ω_2 sont donc respectivement égaux à ω_S et ω_L utilisés par Bates). L'unité de longueur choisie $(1/2\pi)\sqrt{h/\mu\omega}$ est celle relative à la fréquence ω telle que

$\sqrt{\omega} = (\sqrt{\omega_1} + \sqrt{\omega_2})/2$. En posant $a = (\sqrt{\omega_2/\omega_1} - 1)/(\sqrt{\omega_2/\omega_1} + 1)$ et en laissant non précisée l'abscisse r_0 de la nouvelle origine adoptée pour l'axe des x, l'intégrale de recouvrement s'écrit

$$(v_1, v_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{1-a}\,\varphi_{v_1}[(1-a)(x-b_1)]\,\sqrt{1+a}\,\varphi_{v_2}[(1+a)(x+b_2)]\,dx,$$

avec

$$b_1 = r_1 - r_0,$$
$$b_2 = r_0 - r_2.$$

Entre les divers développements en série de Taylor qui enlèvent le terme $\pm ax$ dans l'argument des fonctions φ, j'ai choisi celui qui utilise ax lui-même [et non $a(x \pm b)$] comme accroissement de la variable et qui donne pour φ_{v_2} par exemple

$$\varphi_{v_2}[x + (1+a)b_2 + ax] = \varphi_{v_2}[x + (1+a)b_2] + ax\varphi'_{v_2}[x + (1+a)b_2] + \frac{a^2x^2}{2}[\varphi''_{v_2}[x + (1+a)b_2] + \ldots$$

On s'aperçoit alors qu'il convient d'adopter une origine des x telle que $(1+a)b_2 = (1-a)b_1$. Appelons $k = (\Delta/2)$ la valeur commune de ces deux quantités; on trouve aussitôt : $\Delta = 2k = (1-a^2)(r_1 - r_2)$ c'est-à-dire, avec les mêmes unités pratiques que dans la Note précédente :

$$\Delta = 0{,}1725\,\frac{2\sqrt{\omega_1\omega_2}}{\sqrt{\omega_1} + \sqrt{\omega_2}}\sqrt{\mu}\,(r_1 - r_2).$$

Notons tout de suite que ce Δ n'est plus dans le cas général celui de Bates et Hutchisson, que nous appellerons Δ_B et qui est lié à Δ par

$$\Delta = \Delta_B(1-a).$$

On peut alors écrire le début du développement de (v_1, v_2) :

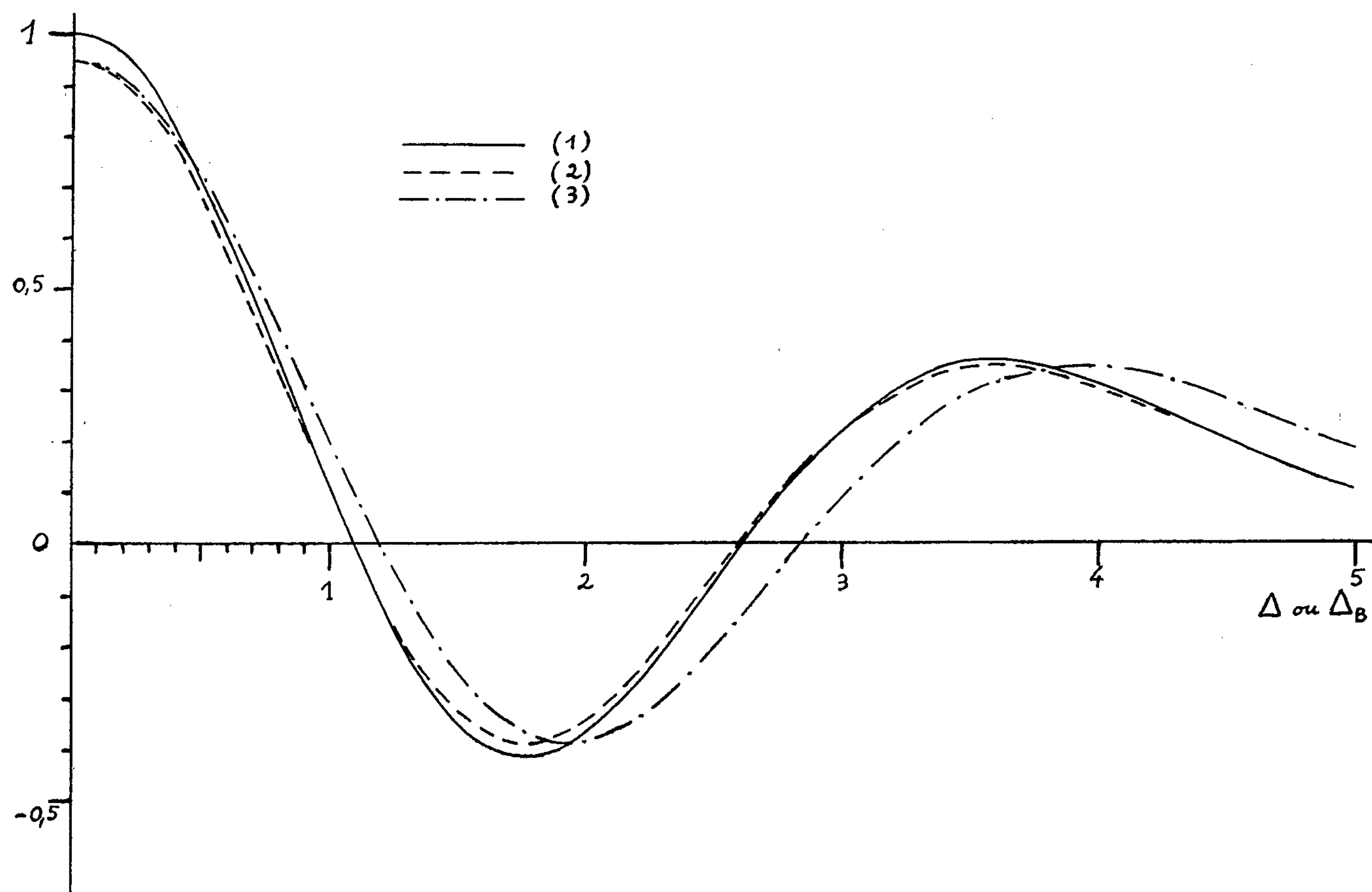
$$\begin{aligned}\frac{(v_1, v_2)}{\sqrt{1-a^2}} = &\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_{v_1}(x-k)\,\varphi_{v_2}(x+k)\,dx \\ &+ a\int_{-\infty}^{+\infty} [\varphi'_{v_1}(x-k)\,\varphi_{v_2}(x+k) - \varphi_{v_1}(x-k)\,\varphi'_{v_2}(x+k)]\,x\,dx \\ &+ \frac{a^2}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} [\varphi''_{v_1}(x-k)\,\varphi_{v_2}(x+k) - 2\varphi'_{v_1}(x-k)\,\varphi'_{v_2}(x+k) \\ &\qquad + \varphi_{v_1}(x-k)\,\varphi''_{v_2}(x+k)]\,x^2\,dx + \ldots.\end{aligned}$$

Appelons désormais $(p, q)_0$ les intégrales $\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_p(x-k)\,\varphi_q(x+k)\,dx$ qui ont été calculées en fonction de $\Delta = 2k$ dans la Note précédente. En utilisant les propriétés des fonctions φ on peut évaluer les divers termes de (v_1, v_2) uniquement en fonction des divers $(p, q)_0$ sans faire intervenir explicitement Δ.

Le coefficient de a est simple et facile à calculer. Par contre celui de a^2 apparaît d'abord sous une forme d'une complication prohibitive. Toutefois en utilisant les diverses relations qui existent entre les $(p, q)_0$, on peut arriver au résultat suivant (dans lequel le développement du facteur $\sqrt{1-a^2}$ a été aussi incorporé) :

$$\begin{aligned}(v_1, v_2) = (v_1, v_2)_0 + a\Big[\sqrt{v_1(v_2+1)}\,(v_1-1, v_2+1)_0 - \sqrt{v_2(v_1+1)}\,(v_1+1, v_2-1)_0\Big] \\ - \frac{a^2}{2}\Big[(2v_1v_2+v_1+v_2+1)\,(v_1, v_2)_0 \\ + \sqrt{(v_1+1)(v_2+1)}\,(v_1+1, v_2+1)_0 - \sqrt{v_1v_2}\,(v_1-1, v_2-1)_0 \\ - \sqrt{v_2(v_2-1)(v_1+1)(v_1+2)}\,(v_1+2, v_2-2)_0 \\ - \sqrt{v_1(v_1-1)(v_2+1)(v_2+2)}\,(v_1-2, v_2+2)_0\Big] + \ldots\end{aligned}$$

En utilisant la forme générale des formules de Hutchisson, on montre facilement que le développement en série entière de (v_1, v_2) par rapport à a possède un rayon de convergence égal à 1. Il est donc valable pour n'importe quelle valeur de ω_2/ω_1 entre 0 et $+\infty$. Pratiquement on devra se limiter à des valeurs



de a telles que l'approximation obtenue en se limitant au terme en a^2 soit assez bonne. Étant donnée la forme des termes, a doit malheureusement être limité à des valeurs de plus en plus petites au fur et à mesure que v_1 et v_2 deviennent plus grands. Par bonheur, a reste petit même pour ω_1, ω_2 assez différents (on a toujours $a \leqq [(\omega_2/\omega_1)-1]/4$ quand $\omega_2 > \omega_1$).

En raison de la symétrie qu'on s'est attaché à maintenir entre les deux états 1 et 2 on peut s'attendre à des résultats particulièrement favorables

quand $v_1 = v_2 = v$. On montre facilement que dans ce cas les termes d'ordre impair du développement sont identiquement nuls. On obtiendra donc déjà une précision raisonnable en utilisant simplement $(v, v)_0$ à condition de prendre Δ comme variable et non Δ_B, et, si l'on ajoute le terme en a^2, on doit atteindre une très bonne précision.

Des courbes relatives à la bande 2-2 (dernière bande calculée par Bates dans la séquence 0-0) sont données à titre d'exemple :

(1) représente $(2,2)_0$ en fonction de Δ;

(2) représente la valeur exacte de 2,2 pour $\omega_2/\omega_1 = 1,4$ tirée des tables de Bates et portée en fonction de $\Delta = \Delta_B(1 - a)$;

(3) représente aussi la valeur exacte de (2,2) donnée par Bates pour $\omega_2/\omega_1 = 1,4$ mais portée en fonction de Δ_B pour montrer les inconvénients du choix de cette variable.

On voit que même pour $\omega_2/\omega_1 = 1,4$ le choix de Δ comme variable permet d'avoir pour (2,2) une courbe très voisine de $(2,2)_0$. Il y a au maximum 5 % d'écart et les abscisses des intersections avec l'axe des Δ sont conservées à 0,1 % près pour la première et à 0,6 % près pour la seconde. L'addition ultérieure à $(2,2)_0$ du terme en a^2 fournit les valeurs exactes de (2,2) à 0,001 près, c'est-à-dire à la même précision que les tables de Bates (qui sont à trois décimales). Dans le cas où $\omega_2/\omega_1 = 1,6$ (limite des tables de Bates), on a en utilisant le terme en a^2 des erreurs qui ne dépassent pas 0,004 quel que soit Δ. Pour évaluer les erreurs commises dans les cas où notre méthode sera utile, c'est-à-dire pour les bandes non encore tabulées, il faudrait soit connaître le terme en a^3 (en a^4 quand $v_1 = v_2$), soit tout au moins savoir majorer ce terme. Ce calcul sans difficulté mais long sera fait par la suite.

Le calcul que je propose, suppose uniquement la connaissance des divers $(p, q)_0$ qui ont été évalués dans ma précédente Note. Il doit permettre dans de nombreux cas (ω_2/ω_1 pas trop différent de 1), de calculer les intensités des bandes non incluses dans les tables de Bates au prix de calculs nettement plus simples que ceux d'Hutchisson. Les corrections d'anharmonicité proposées par Bates peuvent évidemment s'appliquer.

(*) Séance du 2 janvier 1957.
(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2034.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Recherche de l'excitation coulombienne du deuxième niveau de* ^{194}Pt. Note de MM. **Roland Barloutaud, Tovy Grjebine, Pierre Lehmann, Antoine Lévêque, Jacques Quidort** et **Georges M. Temmer**, présentée par M. Francis Perrin.

L'absence d'excitation coulombienne du deuxième état du ^{194}Pt permet de fixer à la probabilité réduite E_2 une limite supérieure huit fois plus petite que celle prévue par l'interprétation de ce niveau comme niveau de vibration.

La systématique des noyaux pair-pair [1], [2] a montré l'existence d'un groupe important de noyaux du type illustré par la figure 1 *a*. Les niveaux B et C sont interprétés comme des niveaux de vibration d'un oscillateur harmonique [1], [2], [3], [4], [5].

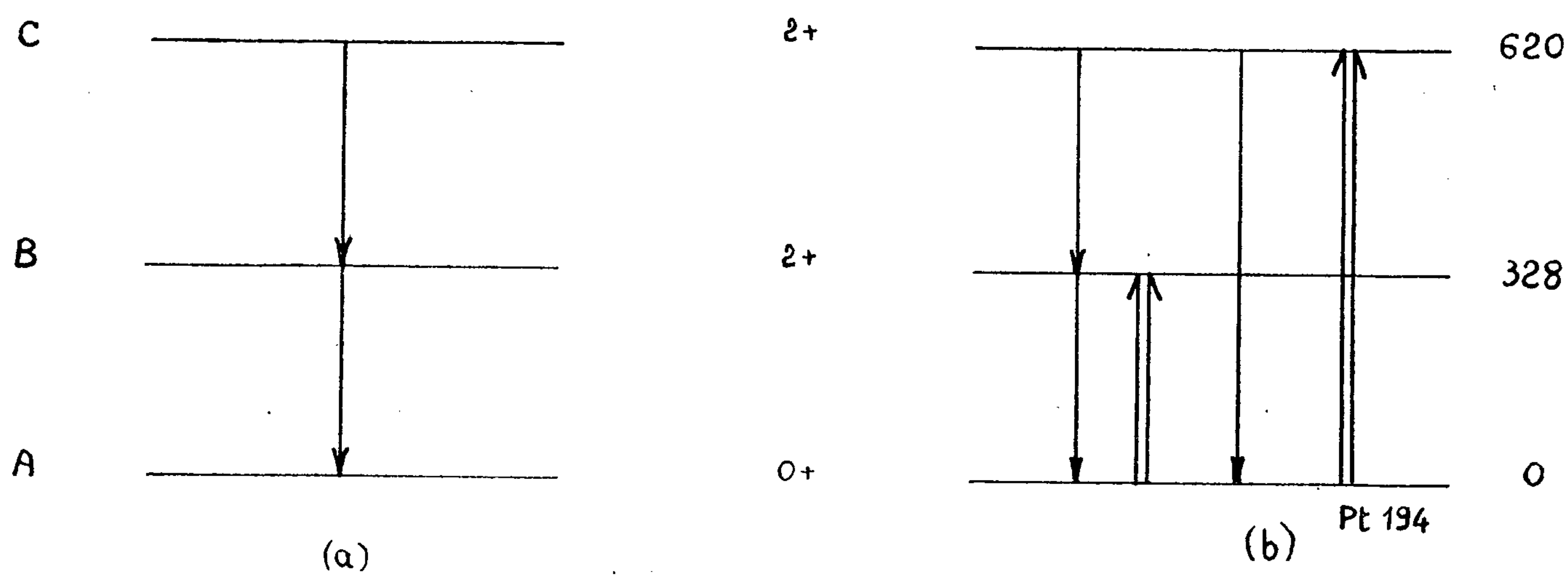
De ce fait :

1° Le rapport des énergies CA et BA doit être voisin de 2;

2° La probabilité $B(E_2)_{B\to A}$ doit être grande par rapport à celle correspondant à l'excitation d'un seul proton (unité de Weisskopf);

3° Le rapport des probabilités $B(E_2)_{C\to B}/B(E_2)_{B\to A}$ doit être de l'ordre de 2;

4° La transition CA (émission de deux phonons) doit être interdite en première approximation.



Le [194]Pt dont le schéma est représenté par la figure 1 *b* est en bon accord avec ces propriétés; en effet le niveau C a un caractère 2 + [6].

Le rapport des énergies CA et BA est égal à 1,89; de plus

$$B(E_2)_{A\to B} = 1,8 \times e^2 . 10^{-48} \text{ cm}^4 \quad (^7)$$

(valeur 50 fois supérieure à l'unité de Weisskopf).

Néanmoins, quoique la transition CA soit bien moins intense que la transition CB, elle est observable. Ce fait offre la possibilité d'exciter le niveau C par excitation coulombienne E_2 [8] et ainsi de mesurer le rapport

$$\frac{B(E_2)_{C\to B}}{B(E_2)_{B\to A}}.$$

En effet si r est le rapport des intensités $\gamma(CA/CB)$ et si nous supposons que la transition CB est purement E_2 [9], alors

$$\frac{B(E_2)_{C\to A}}{B(E_2)_{C\to B}} = 2,36 . 10^{-2} r.$$

Comme

$$B(E_2)_{C \to A} = \frac{1}{5} B(E_2)_{A \to C},$$

$$B(E_2)_{B \to A} = \frac{1}{5} B(E_2)_{A \to B};$$

$$\frac{B(E_2)_{A \to C}}{B(E_2)_{A \to B}} = 2,36.10^{-2} r \frac{B(E_2)_{C \to B}}{B(E_2)_{B \to A}}.$$

On peut ensuite calculer le rapport des sections efficaces d'excitation coulombienne pour les deux niveaux C et B et le rapport des rendements R en cibles épaisses des photons γ de 293 keV (CB) et 328 keV (BA).

On trouve ainsi que pour des protons de 4,3 MeV,

$$\frac{R_{293}}{R_{328}} = 4,95.10^{-3} \frac{r}{1+r} \frac{B(E_2)_{C \to B}}{B(E_2)_{B \to A}}.$$

Comme ces deux photons γ sont d'énergies relativement proches et que l'un est de l'ordre de 1 000 fois moins abondant que l'autre, il est impossible de pouvoir les distinguer dans un spectre direct, aussi avons-nous cherché à mesurer les coïncidences entre ces deux photons.

Nous avons bombardé une cible de platine naturel avec des protons accélérés par l'accélérateur Van de Graaff du Commissariat à l'énergie atomique de Saclay. Nous avons utilisé un circuit de coïncidence de résolution 10^{-8} s. Les rayonnements γ étaient détectés à l'aide de cristaux NaI (Tl) associés à des photomultiplicateurs EMI. Sur l'une des voies on sélectionnait le rayonnement γ de 328 keV tandis que sur l'autre voie, la région de 200 à 350 keV était examinée à l'aide d'un sélecteur à 10 canaux.

L'efficacité pour le rayonnement γ de 293 keV a été mesurée au moyen d'une source étalonnée de ^{283}Hg (γ de 280 keV).

Nous n'avons pas observé de rayonnement γ à 293 keV ([10]).

On peut donner pour le rapport R_{293}/R_{328} une limite supérieure de $3,4.10^{-4}$.

Si nous prenons la valeur expérimentale obtenue dans l'étude de la désintégration de ^{194}Ir ([11]) $r = 0,33$, on en déduit :

$$\frac{B(E_2)_{C \to B}}{B(E_2)_{B \to A}} \leq 0,26.$$

Ce résultat est ainsi en désaccord avec l'interprétation d'après laquelle le second niveau de ^{194}Pt serait un niveau de vibration.

(1) G. Scharff-Goldhaber, *Phys. Rev.*, 90, 1953, p. 587.

(2) G. Scharff-Goldhaber et J. Weneser, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 212.

(3) L. Wilets et M. Jean, *Phys. Rev.*, 102, 1956, p. 788 et *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1108.

(4) E. L. Church et J. Weneser, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 1035.

(5) K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther, *R. M. P.* (à paraître).

(6) C. E. Mandeville, J. Varma et B. Saraf, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 1185.

(7) P. H. Stelson et F. K. Mc Gowan, *Phys. Rev.*, 99, 1955, p. 112.

(8) La contribution du processus de double excitation E_2 par l'intermédiaire du niveau B est ici très inférieure au processus direct.

(9) Si on admet une contribution M_1 à la transition $C \rightarrow B$ ces conclusions sont valables *a fortiori*.

(10) Un « pic » situé à 210 keV et un faible « fond » peuvent être attribués à l'excitation du ^{195}Pt.

(11) M. W. Johns et S. V. Nablo, *Phys. Rev.*, 96, 1954, p. 1599.

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *Utilisation du paraldéhyde pour incorporer de grandes quantités de carbone marqué dans un scintillateur liquide*. Note (*) de MM. **Concèle Léger** et **Louis Pichat** présentée par M. Francis Perrin.

On montre que l'on peut incorporer dans un scintillateur liquide, une quantité de carbone considérable (425 g/l), par l'intermédiaire du paraldéhyde.

Cette possibilité est particulièrement intéressante pour détecter des activités très faibles dues au ^{14}C.

Le comptage par scintillations est particulièrement intéressant dans le cas de radioéléments émettant des rayons β très peu énergiques, tels que le carbone 14.

Toutefois il est nécessaire d'incorporer le carbone au scintillateur de façon aussi homogène que possible, et, d'autre part, il est nécessaire de pouvoir incorporer de très grandes quantités de composé carboné lorsque son activité spécifique est très faible. Par exemple, l'utilisation de la méthode des scintillations pour le « datage » des échantillons archéologiques nécessite l'incorporation dans un faible volume de scintillateur de plusieurs grammes de carbone.

Nous avons étudié l'utilisation du paraldéhyde comme composé destiné à introduire le carbone dans le scintillateur liquide.

Le paraldéhyde semble présenter trois avantages importants :

— Sa synthèse en est relativement aisée à partir du carbonate de baryum;

— Il ne s'hydrolyse pas à l'air comme le borate de méthyle qui, cependant, est un meilleur solvant (1), (2);

— Les six atomes de carbone de la molécule peuvent être marqués, ce qui permet d'introduire dans un scintillateur de faible volume une quantité de carbone appréciable.

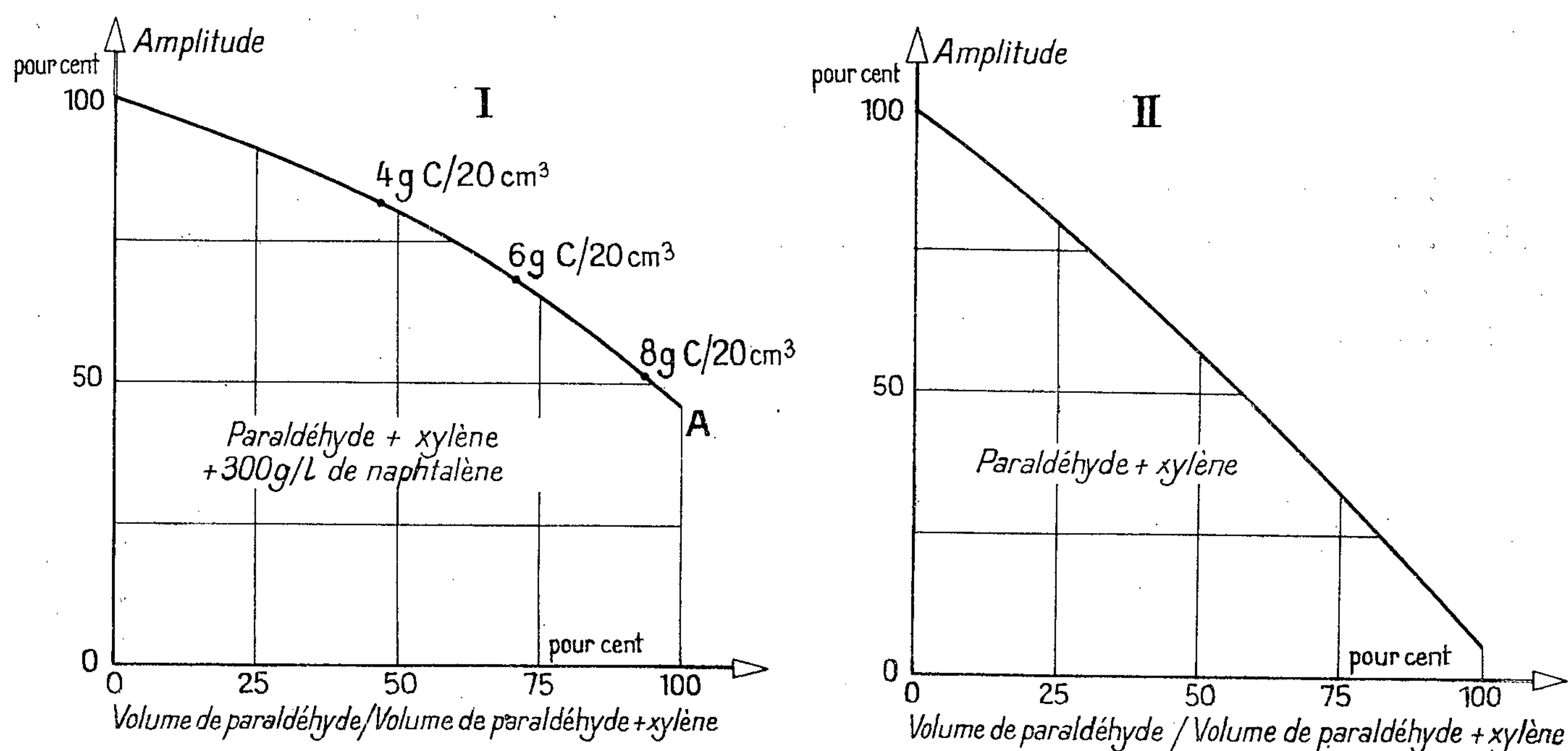
On a tracé les courbes donnant l'amplitude maximum des impulsions provenant d'une source de ^{137}Cs de 50 μc en fonction de la concentration du paraldéhyde :

1° Dans le xylène : solvant primaire;

2° Dans le xylène : solvant primaire auquel on ajoute du naphtalène : solvant intermédiaire ([3]).

La quantité de naphtalène ajoutée est très proche de la solubilité maximum du naphtalène dans le xylène et dans le paraldéhyde, elle est de 300 g/l.

Le volume total du scintillateur est de 20 cm³ ce qui permet d'introduire des quantités de carbone allant de 0 à 8,55 g.



Rendement du scintillateur en fonction de la concentration du paraldéhyde dans le xylène.
I. avec 300 g/l de naphtalène; II. sans naphtalène.

La substance scintillante utilisée est le diphényl-2.5 oxazole à la concentration de 3 g/l.

Il est contenu dans un flacon de verre reposant directement sur la fenêtre d'un photomultiplicateur (P. M.) EMI 6260, un joint optique est réalisé à l'aide du fluide Silicone Dow Corning SI 200-30 000 centistokes.

Au cours de ces mesures on n'a pas employé de réflecteur ni de diffuseur autour du scintillateur.

L'anode du P. M. est reliée par un montage à « cathode asservie » à un amplificateur 2 MHz (standard C. E. A.). Les impulsions à la sortie de cet amplificateur sont introduites dans un sélecteur d'amplitude.

Dans la figure 1 le rendement 100 % correspond à l'amplitude maximum des impulsions données par le scintillateur dont la composition est :

100 % xylène + 300 g/l naphtalène + 3 g/l diphényl-2.5-oxazole.

Dans la figure 2 le rendement 100 % est celui qui correspond au scintillateur contenant :

100 % xylène + 3 g/l diphényl-2.5-oxazole.

Les amplitudes maxima des impulsions données par ces deux derniers scintillateurs devraient être identiques [1]. Elles sont cependant légèrement différentes, l'amplitude maximum donnée par le xylène pur représentant 90 % de celle donnée par le xylène additionné de naphtalène. Ceci peut être dû à des impuretés contenues dans le xylène commercial qui n'a pas été distillé.

Ainsi il est possible, à l'aide du paraldéhyde et en utilisant le naphtalène comme solvant secondaire, d'obtenir à des concentrations de 8 g de carbone pour 20 cm^3 de scintillateur, des amplitudes d'impulsions égales à 50 % des amplitudes maxima.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) F. N. HAYES, BETTY S. ROGERS et PHYLLIS C. SANDERS, *Nucleonics*, 13, nº 1, 1955, p. 46-48.

(2) M. FURST et H. KALMANN, *Phys. Rev.*, 97, 1955, p. 583-587.

(3) M. FURST et H. KALMANN, *Nucleonics*, 13, nº 4, 1955, p. 58.

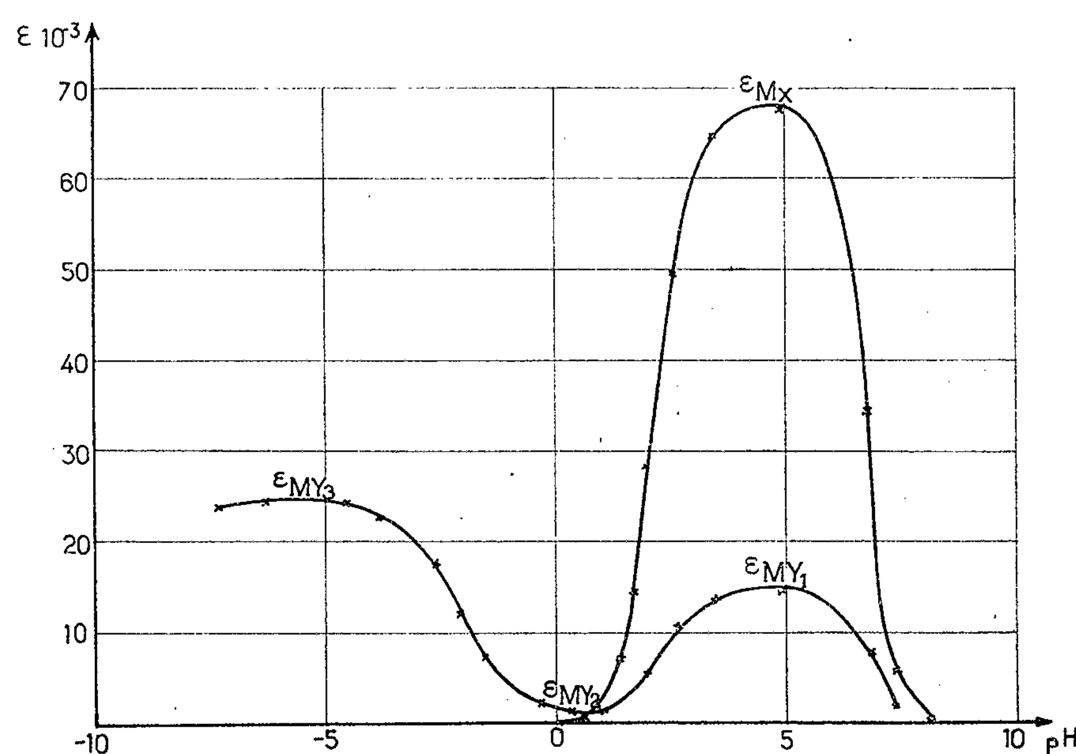
CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude systématique de l'influence du* pH *sur le spectre d'absorption de plusieurs échantillons du colorant organique appelé « vert malachite »*. Note (*) de Mme **ANNE-MARIE ANTHONY-BARBIER** et M. **PAUL RUMPF**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'emploi simultané d'un spectrophotomètre et d'un « maximètre » a permis d'identifier quatre bandes qui caractérisent respectivement le cation trivalent ($\lambda_M = 4546$ Å), le cation divalent carbénium-ammonium (4476 Å), le cation carbénium (6170 Å) et un cation monovalent (4253 Å). Cette dernière bande, environ 4,8 fois moins intense que la précédente, évolue parallèlement dans les divers milieux.

Pour parvenir à expliquer quantitativement le comportement du colorant dans les solutions aqueuses fortement acides, nous avons étudié l'influence du pH sur l'absorption dans le visible, en utilisant des tampons à base d'acide citrique plus ou moins neutralisé au-dessus de pH 2,5, des mélanges d'eau et d'acide chlorhydrique entre pH 2 et 0, d'eau et d'acide sulfurique au-dessous de pH 0. Les mesures de densité optique ont été effectuées à l'aide d'un spectrophotomètre d'un type classique et les déplacements de bande ont été suivis au moyen du « maximètre », appareil mis au point par MM. P. Giacomo et P. Jacquinot [1] pour repérer automatiquement, avec précision, la longueur d'onde d'un maximum ou d'un minimum d'absorption. Les équilibres ne sont souvent atteints qu'après un temps assez long, de l'ordre de plusieurs heures; nous avons, dans chaque cas, contrôlé leur réversibilité. Disposant d'un jeu de cuves d'épaisseurs comprises entre 0,1 et 8 cm, nous avons vérifié, à 2 % près, que les solutions du colorant suivent la loi de Beer, de 10^{-4} à 10^{-6} mole/l. Les mesures au maximètre ont été effectuées avec une tension de cellule constante,

ce qui a exigé des cuves d'épaisseur variable, spécialement construites dans ce but.

Nous avons travaillé successivement sur des solutions provenant de trois échantillons de vert malachite : un sesquioxalate S_1 commercial $[(C_{23}H_{25}N_2)^+]_2(C_2O_4)^{--}+2C_2O_4H_2$; un sesquioxalate S_2 hydraté, S_1+2H_2O, préparé dans notre laboratoire par M. Viel selon la méthode classique, à partir de benzaldéhyde et de diméthylaniline; un carbinol C provenant du même sel, $C_{23}H_{26}N_2O$, longuement recristallisé et incolore (F 107°,5). Avec ces trois échantillons, nous avons observé, en fonction du pH, des modifications homothétiques du spectre visible, les densités optiques se maintenant toujours dans des rapports fixes. Mais dans un tampon de pH 4,9,



le coefficient d'extinction molaire ε_M du maximum à 6170 Å s'est montré égal à environ 68 000 pour S_1, 92 000 pour S_2 et 119 000 pour C. Ces énormes différences entre nos propres résultats (tout comme entre ceux d'autres auteurs) semblent pouvoir être expliquées par la présence d'un taux élevé de sel correspondant du leucodérivé dans les colorants, même lorsque ces derniers ont été soigneusement purifiés et contrôlés par des microanalyses élémentaires avec une précision généralement considérée comme satisfaisante, mais insuffisante pour évaluer une variation du taux d'hydrogène inférieure à une unité de la première décimale.

Les solutions de vert malachite présentent dans le visible deux zones d'absorption que nous désignerons par X et Y. Le maximum de la bande simple X reste fixé à 6 170 Å, quel que soit le pH; celui de Y se déplace entre 4250 et 4550 Å : on a donc affaire, dans ce second cas, à un système complexe de bandes plus ou moins superposées. Les coefficients ε_{MX} et ε_{MY} varient considérablement avec l'acidité du milieu.

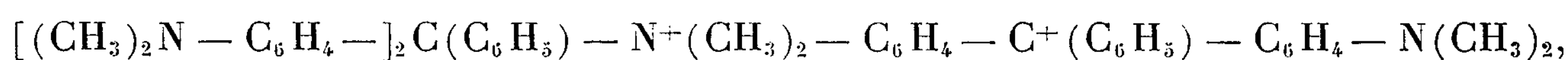
Tous les auteurs sont aujourd'hui d'accord pour attribuer l'absorption X à

l'ion mésomère C^+ résultant de la salification de la fonction carbinol, $[(CH_3)_2N-C_6H_4-]_2C^+-C_6H_5$, et nous ne reviendrons pas ici sur la cause de la diminution de ε_{MX} au-dessous de pH 5, sur la formation, étudiée dans divers travaux antérieurs (2), du cation ammonium divalent incolore A^+A^+, $[(CH_3)_2N^+H-C_6H_4-]_2C(OH)-C_6H_5$.

Entre pH 2,5 et 6, l'absorption Y_1 ($\lambda_M = 4253$ Å) *est loin d'être négligeable et évolue parallèlement à* X : le rapport $r = \varepsilon_{MY}/\varepsilon_{MX}$ est sensiblement constant (environ 0,21). Cela semble donner raison à G. N. Lewis et J. Bigeleisen (3) qui affirment que cette bande caractérise le même cation C^+. En effet, il semble logique d'admettre que l'ion ammonium A^+ monovalent

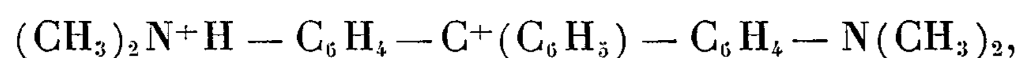
$$(CH_3)_2N^+H-C_6H_4-C(OH)(C_6H_5)-C_6H_4-N(CH_3)_2$$

qui coexiste nécessairement avec C^+ dans les solutions aqueuses, n'absorbe pas dans le visible, comme toute autre forme où subsiste le groupement carbinol coordinativement saturé. Par ailleurs, l'hypothèse d'un équilibre entre C^+ et un dimère jaune, tel que


$$[(CH_3)_2N-C_6H_4-]_2C(C_6H_5)-N^+(CH_3)_2-C_6H_4-C^+(C_6H_5)-C_6H_4-N(CH_3)_2,$$

paraît infirmée par la fixité du rapport r lorsqu'on fait varier la nature du solvant et par la vérification de la loi de Beer, entre de très larges limites, si l'on change la concentration du colorant dans un même tampon modérément acide. En utilisant des cuves larges, jusqu'à 8 cm, nous avons pu étudier l'absorption Y au-dessus de pH 6; *la bande* Y *devient très floue, mais ne disparaît pas plus vite que* X : r augmente. Un examen de l'absorption dans le proche ultraviolet montre qu'en milieu neutre ou modérément alcalin, ce comportement des échantillons examinés résulte de l'apparition d'une bande de λ_M égale à 3640 Å, empiétant sur le visible (4).

Le rapport r augmente aussi lors de la décoloration réversible par un excès d'acide et en même temps, λ_{MY} se déplace pour se fixer à 4476 Å entre pH 1 et 0 (bande Y_2). Le parallélisme entre ce virage et la décoloration aux dépens de C^+ montre que, même dans l'eau, une double ionisation ne provoque pas seulement la formation de l'ion incolore A^+A^+ déjà mentionné, mais aussi celle d'un peu d'ion divalent mixte jaune


$$(CH_3)_2N^+H-C_6H_4-C^+(C_6H_5)-C_6H_4-N(CH_3)_2,$$

les concentrations respectives de ces deux cations croissant, lorsque l'acidité augmente, dans un rapport fixe dont l'évaluation sera indiquée dans un exposé ultérieur que nous consacrerons à l'aspect quantitatif des phénomènes observés.

Au-dessous de pH 0, l'absorption X a complètement disparu et la couleur redevient peu à peu très intense, avec une teinte passant du jaune à l'orangé; λ_{MY} se déplace de 4476 à 4546 Å (bande Y_3) et ε_{MY} tend vers un maximum qui

est atteint lorsque la solution renferme au moins 65 % d'acide sulfurique. Ce virage, parfaitement réversible, ne peut être attribué qu'à la formation du cation trivalent où les trois fonctions basiques sont ionisées, à partir des deux ions divalents, jaune et incolore. Vers 85 % d'acide sulfurique et au-delà, on constate une destruction rapide du colorant avec un virage irréversible vers un jaune plus clair, λ_{MY} tendant vers 4349Å.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) *J. Phys. Rad.*, 13, 1952, 59 A-64 A.

(2) *a.* P. Rumpf, *Ann. Chim.* [11], 3, 1935, p. 327-442; *b.* S. Bodforss, S. Ahrland et R. Cigèn, *Acta chem. Scand.*, 7, 1953, p. 73-85; *c.* P. Rumpf et M. Gillois, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1954, p. 118-120.

(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 65, 1943, p. 2102-2106. *Voir* aussi : B. M. Tolbert, G. E. K. Brance et B. E. Berlenbach, *J. Amer. Chem. Soc.*, 67, 1945, p. 887-893.

(4) Ces résultats, et notamment la mise en évidence de la bande Y_1, sont, dans leur ensemble, en accord avec les observations de divers auteurs (2b), (3), mais ils ne confirment pas les faits signalés par F. Kehrmann et M. Sandoz (*Ber. dtsch. chem. Ges.*, 51, 1918, p. 915-922) et plus récemment, par l'un de nous (P. R.) en collaboration avec M. Gillois, (*Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1955, p. 101-103). Diverses interprétations peuvent être envisagées. Les recherches seront poursuivies, le but de cette Note préliminaire étant de décrire notre nouvelle méthode de travail et de signaler les difficultés qu'elle a permis de mettre en évidence : tant que la pureté des échantillons de colorant examinés n'aura pu être établie avec une complète certitude, toute conclusion sur un point controversé risquerait encore d'être prématurée.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur le point d'ébullition et les forces intermoléculaires.* Note de M. **Stefan Popovici** et M^lle **Mariana Pop**, présentée par M. Eugène Darmois.

Les recherches concernant les relations entre le point d'ébullition et le poids moléculaire, respectivement le nombre des atomes de carbone et la forme moléculaire, ont permis d'établir des règles et des relations empiriques suffisamment applicables à certaines séries homologues.

Cependant ces règles et relations ont un caractère trop limité et n'offrent aucune indication sur la grandeur des forces intermoléculaires dans un liquide.

Dans cette Note on présente une règle empirique permettant de comparer les forces intermoléculaires à l'aide du rapport entre le point absolu d'ébullition et le poids moléculaire de différentes substances du même poids moléculaire. En même temps on présente une hypothèse sur les forces intermoléculaires.

En admettant que le point d'ébullition est une fonction des forces qui s'exercent entre les molécules du liquide, c'est-à-dire :

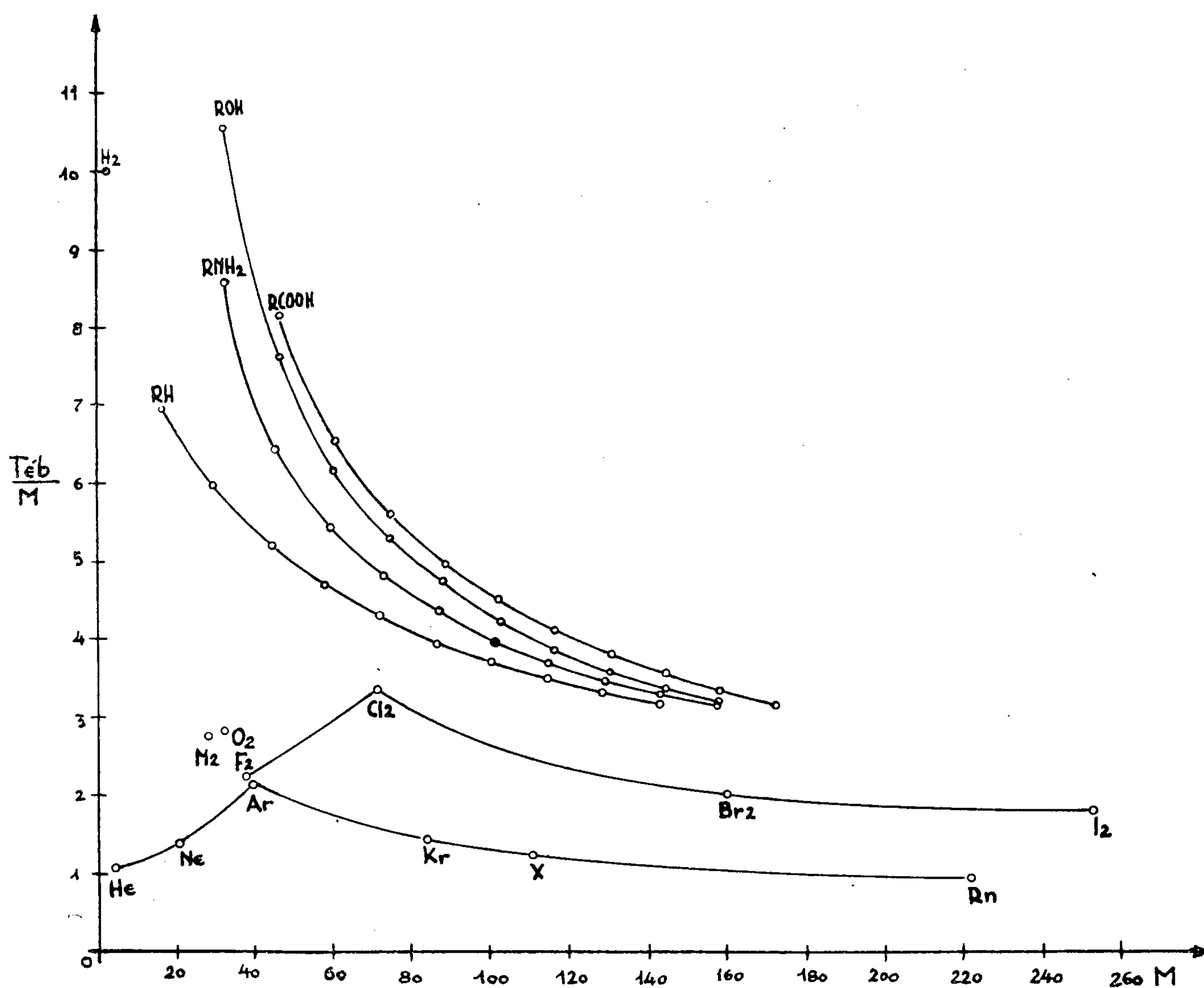
$$T_{éb} = f(F_i)$$

et que les forces intermoléculaires F_i dépendent de la structure et du poids moléculaire de la substance, on peut affirmer qu'il existe, entre le point d'ébullition et le poids moléculaire des substances à structure semblable, des relations de la forme

$$T_{éb} = F(M).$$

J. Walker, Ramage et Sugden ([1]) ont trouvé quelques relations empiriques pour la fonction F(M). Nekrassow ([1]) a établi une relation empirique qui fait intervenir aussi la réfraction moléculaire de la substance.

Tandis qu'il est nécessaire de connaître la fonction F(M) pour évaluer les forces intermoléculaires, leur comparaison n'exige que la connaissance du rapport $T_{éb}/M$ pour des substances du même poids moléculaire. Dans ce but on utilise un graphique et l'on note le rapport $T_{éb}/M$ sur l'ordonnée et le poids moléculaire sur l'abscisse.



Dans les séries homologues on remarque que le rapport $T_{éb}/M$ diminue pendant que le poids moléculaire augmente, ce qui ressort clairement aussi de la relation empirique d'approximation de Sugden $T_{éb} = A\sqrt{M}$, qui peut être

écrite

$$\frac{T_{éb}}{M}=\frac{A}{\sqrt{M}}.$$

Dans les séries homologues, les forces intermoléculaires s'élèvent graduellement avec le poids moléculaire, mais l'augmentation décroît progressivement, comme l'indique aussi la variation du rapport $T_{éb}/M$ avec M.

Pour justifier ces affirmations on peut se référer aux exemples suivants :

TABLEAU I.

Substance.		C_1.	C_2.	C_3.	C_4.	C_5.	C_6.	C_7.	C_8.	C_9.	C_{10}.
RH............	$\frac{T_{éb}}{M}$	6,97	6,00	5,17	4,72	4,29	3,97	3,71	3,50	3,31	3,14
RNH..........	$\frac{T_{éb}}{M}$	8,60	6,44	5,45	4,79	4,33	3,99	3,73	3,48	3,32	3,12
ROH..........	$\frac{T_{éb}}{M}$	10,56	7,62	6,16	5,27	4,45	4,22	3,87	3,60	3,38	3,19
RCOOH......	$\frac{T_{éb}}{M}$	8,13	6,52	5,59	4,94	4,78	4,12	3,81	3,54	3,33	3,15

TABLEAU II.

Substance.	He.	Ne.	Ar.	Kr.	X.	Rn.	F_2.	Cl_2.
$\frac{T_{éb}}{M}$...............	1,09	1,35	2,19	1,44	1,26	0,95	2,24	3,37
Substance.	Br_2.	I_2.	N_2.	O_2.	H_2O.	D_2O.	H_2.	
$\frac{T_{éb}}{M}$...............	2,04	1,8	2,76	2,83	20,71	18,70	10,11	

On remarque que les forces intermoléculaires augmentent des paraffines aux acides et que dans la série des paraffines et de leurs dérivés normaux substitués toutes les courbes qui expriment les variations du rapport $T_{éb}/M$ avec le poids moléculaire tendent vers la même limite. Ceci indique que l'effet du groupe substitué domine dans les termes inférieurs et l'effet du radical d'alcoyle dans les supérieurs.

Le rapport $T_{éb}/M$ présente de petites valeurs dans le groupe des gaz nobles, car les forces qui agissent entre leurs molécules à l'état liquide sont faibles. Dans ce groupe on observe une augmentation du rapport $T_{éb}/M$ entre l'hélium à l'argon, tandis que de l'argon au radon la courbe est normale. Sur cette courbe prolongée se situe aussi le point correspondant à la position du fluor, tandis que l'azote et l'oxygène se situent légèrement au-dessus de la courbe. Les forces intermoléculaires de ces substances sont donc comparables à celles de l'argon.

Les valeurs particulièrement petites du rapport $T_{éb}/M$ dans le cas de l'hélium et du néon, c'est-à-dire les forces intermoléculaires très faibles qui agissent entre les molécules de ces éléments, sont la conséquence de leur structure électronique complète. Les molécules de l'azote, de l'oxygène et du fluor ont aussi une structure presque complète, ce qui fait que dans ce cas aussi les forces intermoléculaires sont faibles.

En ce qui concerne tous les autres éléments de l'argon au radon et du chlore

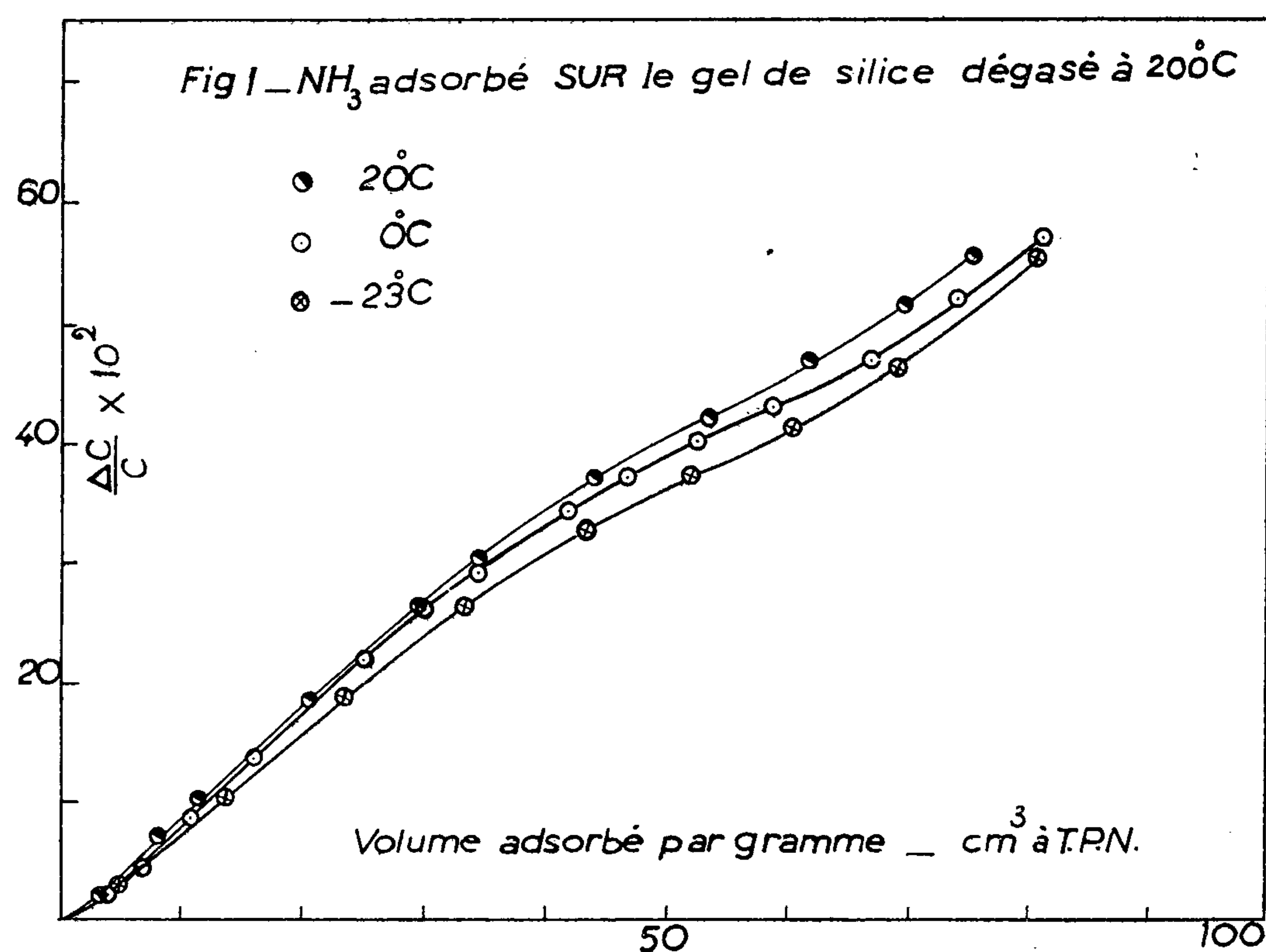
à l'iode, les niveaux électroniques étant incomplets les forces intermoléculaires sont sensiblement plus grandes que dans le cas de l'hélium, du néon et du fluor. Dans le groupe de l'oxygène et de l'azote on observe le même fait.

On peut donc conclure que la valeur des forces intermoléculaires est directement liée à la structure électronique des substances.

(1) V. Grignard, *Traité de Chimie organique*, Masson et Cie, Paris, 3, 1935, p. 30.

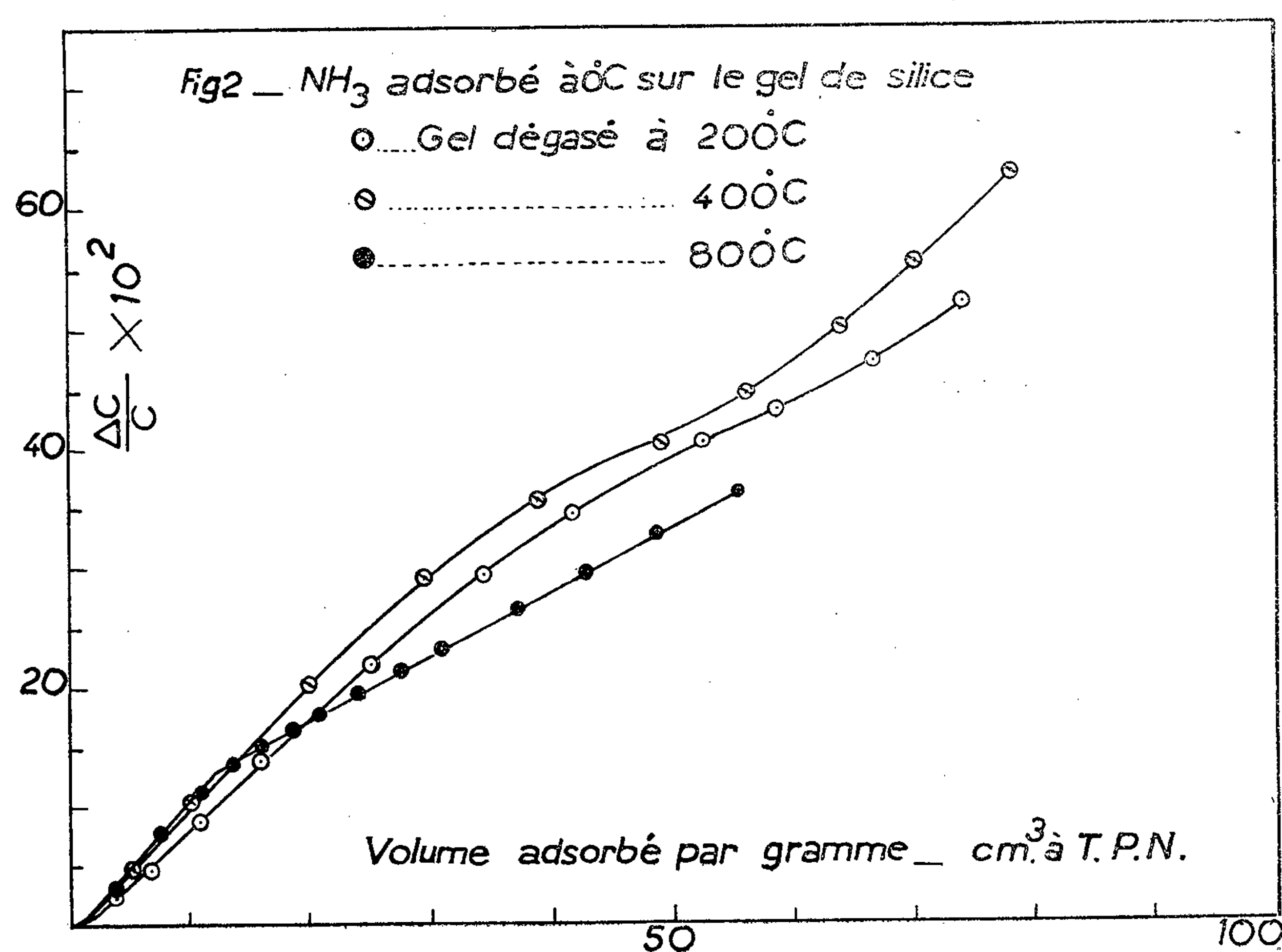
CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude diélectrique de l'adsorption de l'ammoniac sur le gel de silice*. Note (*) de M. **Ghassem Khodadadi**, présentée par M. Paul Pascal.

L'étude de la chaleur d'adsorption de l'ammoniac sur le gel de silice a montré l'existence de discontinuités dans la variation de celle-ci en fonction des quantités adsorbées (1). Nous avons entrepris l'étude de ce phénomène par la mesure, au cours de l'adsorption, de la variation ΔC de la capacité électrique d'une cellule contenant le gel. Nos mesures de capacité sont faites par la méthode de double battement à la fréquence de 3,5 Mc. Nous nous bornons ici à donner les résultats de ces mesures, les détails relatifs à la technique expérimentale seront donnés ailleurs.

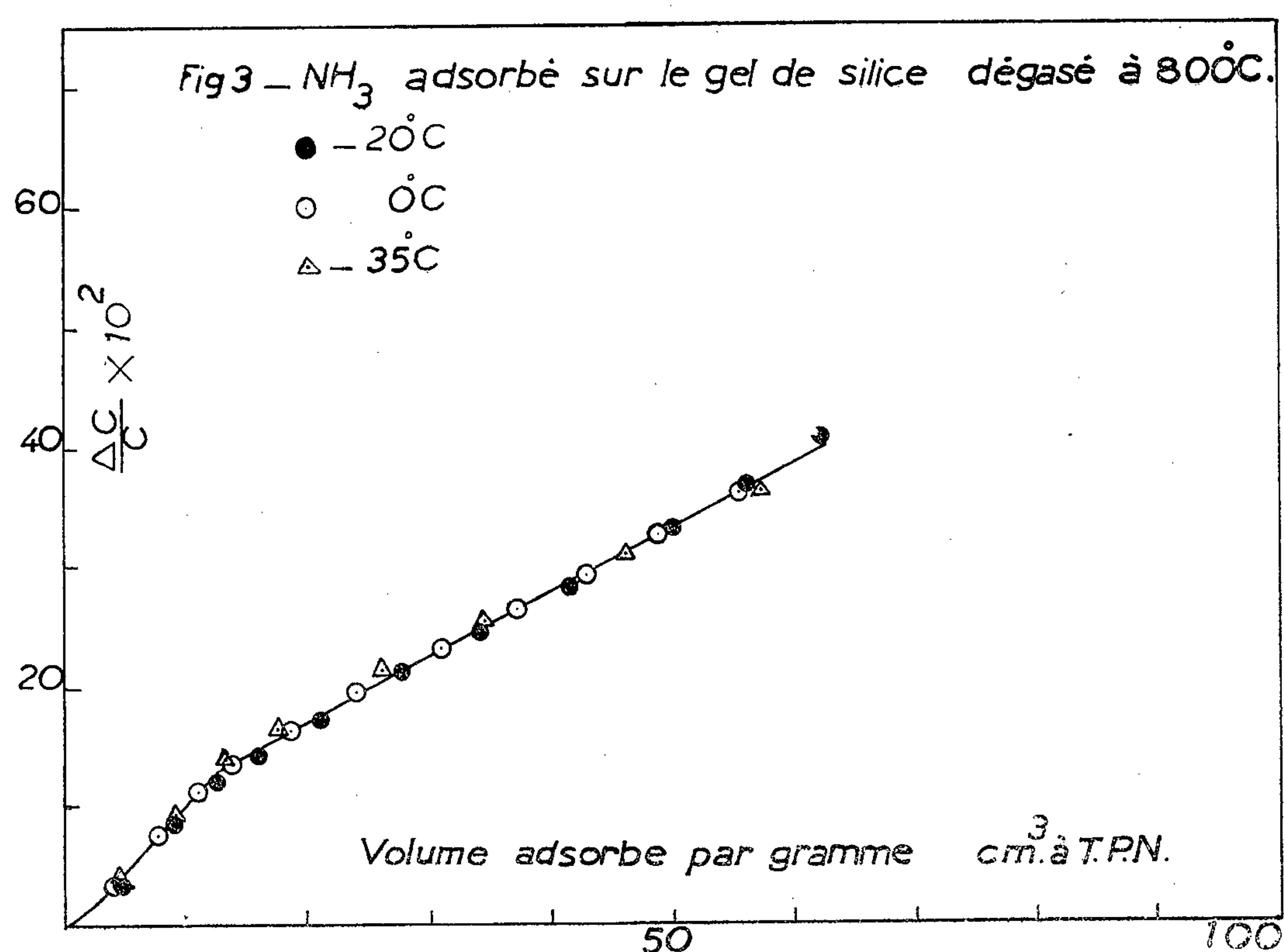


Les courbes de la figure 1 représentent la variation $\Delta C/C$ en fonction des volumes adsorbés V pour l'ammoniac adsorbé, à trois températures différentes, sur un gel dégazé à 200° C. Ces courbes indiquent une variation notable, mais progressive, de la pente $\Delta C/\Delta V$ à partir d'un volume adsorbé compris entre 25

et 30 cm³/g du gel. Il est à noter aussi que dans ce cas, la polarisation augmente légèrement avec la température.



La figure 2 montre les courbes ($\Delta C/C$, V) tracées à une même température de 0° C pour des gels dégazés à 200, 400 et 800° C. Elles nous renseignent sur l'influence des radicaux OH présents dans le gel (OH de constitution), sur la



polarisation de l'ammoniac adsorbé, lequel serait susceptible de former des liaisons chimiques avec ces OH ([1]). Pour le silicagel dégazé à 800° C où le

nombre des OH résiduels est négligeable, la courbe ($\Delta C/C$, V) est formée de deux parties rectilignes, le changement brusque de pente ayant lieu pour un volume adsorbé de l'ordre de 13 cm^3/g. Les résultats des mesures à trois températures différentes montrent d'ailleurs que dans ce cas, la polarisation est pratiquement indépendante de la température.

Nous avons étudié également l'adsorption de la méthylamine et du propane. Le comportement du premier gaz est comparable à celui de l'ammoniac avec cette différence qu'ici la polarisation dépend plus fortement de la température. Il est à remarquer qu'aussi bien pour l'ammoniac ([2]) que pour la méthylamine adsorbés sur le gel dégazé à 200°C, on trouve une augmentation de $\Delta C/C$ avec la température.

Les courbes relatives au propane adsorbé sur un gel dégazé à 200°C sont formées de deux parties rectilignes et des mesures faites à — 23 et — 43°C montrent que la polarisation ne varie pas sensiblement avec la température. Ces derniers résultats confirment les études d'autres auteurs concernant des gaz non polaires ([3]), ([4]).

Il faut enfin signaler que, dans tous les cas étudiés par nous, le volume adsorbé pour lequel a lieu le changement de pente, reste très inférieur au volume de monocouche calculé par la méthode de Brunauer, Emmett et Teller.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

([1]) J. BASTICK, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1279.

([2]) L. N. KURBATOV, *Zur Fizicheskoi Khimi*, 28, n° 2, 1954, p. 287.

([3]) R. McINTOSH, E. K. RIDÉAL et J. A. SNELGROVE, *Proc. Roy. Soc.* (London), A, 208, 1951, p. 292.

([4]) R. McINTOSH et E. W. CHANNEN, *Canda. J. Chem.*, 33, 2, 1955, p. 172.

CHIMIE MINÉRALE. — *Influences respectives de l'oxygène et de l'azote dissous dans les solutions d'iodure de potassium soumises à l'oxydation par ultrasons.* Note (*) de MM. **HENRI GUEGUEN**, **PIERRE RENAUD** et **NORBERT SÉGARD**, présentée par M. Jean Cabannes.

Le rapport $\mu I(O_2)/\mu I(N_2)$ des quantités d'iode dégagées en présence d'oxygène et d'azote respectivement est toujours supérieur à un. Il croît jusqu'à 4 lorsque la concentration en IK croît de 0,10 à 15 %.

Des études antérieures ([1]), ([2]) ont montré que les solutions aqueuses de IK saturées d'air dégagent une quantité d'iode presque indépendante de leur concentration C, du moins jusqu'à des valeurs de C atteignant 10 %. Le but de ces nouvelles recherches a été de séparer les rôles que jouent respectivement l'oxygène et l'azote dans cette oxydation de l'anion iodhydrique, qui est une réaction générale comme nous le publierons prochainement.

Appareillage. — La fréquence est toujours de 960 kc/s, mais dans le premier cas (¹) la solution était irradiée dans une éprouvette de verre mince, à fond rond, alors que dans le deuxième (²) et dans le troisième cas, ici traité, la puissance quadruple de 90 watts (³) est appliquée au fond de polythène d'un vase à parois épaisses, incapable de fortes vibrations radiales (⁴). La transparence ultrasonore n'en est pas moins double grâce à la minceur de la paroi de polythène, qui présente par ailleurs des inconvénients sur lesquels nous reviendrons dans une prochaine publication.

Technique. — Les solutions de IK initialement neutres ont été soumises d'abord à un dégazage par ébullition sous le vide produit par une trompe à eau. Elles ont été saturées à froid du gaz choisi, puis transvasées dans l'éprouvette d'ultrasonation, qui était maintenue bouchée hermétiquement pour éviter toute entrée d'air pendant les dix minutes de traitement portant sur 100 cm^3.

L'iode a été dosé en présence de thiodène par l'hyposulfite centinormal au moyen d'une microburette, en sorte que le volume de $S_2O_3Na_2$ exprimé en centimètres cubes est le dixième du nombre de micro-atomes grammes d'iodes notés μI.

Le tableau ci-contre rapporte les séries de deux mesures avec N_2 et de trois mesures avec O_2. La dernière colonne met en évidence le rapport des dégagements en présence de chacun des deux gaz. On voit que ce rapport atteint largement la valeur 4.

	Centimètres cubes de $S_2O_3Na_2$.							
	Azote.			Oxygène.				
Concentration C de IK (%).	Expériences n° 1.	Expériences n° 2.	Moyenne.	Expériences n° 1.	Expériences n° 2.	Expériences n° 3.	Moyenne.	Rapport $\frac{\mu I(O_2)}{\mu I(N_2)}$.
0,1	0,25	0,20	0,22	0,50	0,48	0,51	0,50	2,2
1	0,80	0,85	0,83	1,10	1,20	0,90	1,00	1,2
2	0,89	0,88	0,89	1,51	1,48	1,50	1,50	1,7
3	1,10	0,90	1,00	1,68	1,71	1,70	1,70	1,7
4	0,96	1,12	1,04	1,98	2,10	2,00	2,00	1,9
5	1,15	1,10	1,12	2,10	2,40	2,20	2,20	2
6	1,10	1,12	1,11	2,39	2,40	2,41	2,40	2,2
8	0,92	0,98	0,95	2,98	3,10	3,00	3,00	3,2
10	0,90	0,88	0,89	3,40	3,40	3,40	3,40	3,8
12	0,84	0,88	0,86	3,50	3,70	3,60	3,67	4,2
15	0,86	0,82	0,84	3,70	3,60	3,60	3,63	4,3

Conclusions. — 1° Avec N_2 nous retrouvons les résultats des auteurs (¹) et (²), c'est-à-dire la quasi-indépendance de μI à l'égard de C.

2° Avec O_2 le dégagement croît d'abord avec C pour atteindre vers 12 % un maximum ou un palier. Des recherches poursuivies par l'un de nous à 25 W (¹) font présumer un palier qui se maintiendrait encore pour des solutions saturées à 60 % contenant 100 g de IK dissous par 70 g de H_2O, de densité 1,70.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

([1]) P. Renaud, *Thèse Sc. Phys.*, Paris, 1954, série A, 2661, n° 3533, chap. 8; Extraits dans le *Journal de Chimie-Physique*, 50, 1953, p. 156 et 52, 1955, p. 344.

([2]) N. Ségard, Th. Lemaitre et P. Verhoye, *Contribution à l'étude de l'oxydation des solutions d'iodure de potassium par ultrasons* (Communication à la Société Scientifique de Bruxelles, 8 novembre 1956).

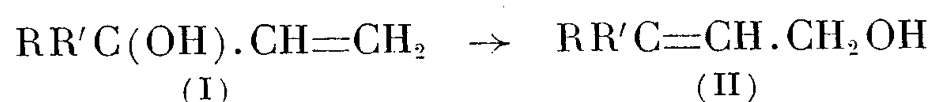
([3]) P. Verhoye, *Diplôme d'Études supérieures*, Lille, 1956.

([4]) A. Dognon et Y. Simonot, *J. Chim. Phys.*, 52, 1955, p. 486.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Recherches sur les magnésiens vinyliques* (XIV). *Transposition allylique tertiaire-secondaire*. Note (*) de Mlle **Viviane Lévy** et M. **Henri Normant**, présentée par M. Marcel Delépine.

A partir des magnésiens vinyliques on a préparé quatre couples d'alcools α-éthyléniques métamères (tertiaires et secondaires) en vue d'une généralisation de la transposition allylique.

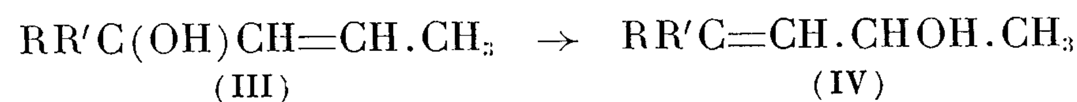
Le passage des vinyl carbinols (I) aux alcools allyliques substitués primaires (II),



$$\underset{(I)}{RR'C(OH).CH{=}CH_2} \rightarrow \underset{(II)}{RR'C{=}CH.CH_2OH}$$

a donné lieu à un grand nombre de travaux maintenant classiques, que le carbinol (I) soit tertiaire ou secondaire (R'=H).

Par contre, les relations entre les carbinols à groupement vinyle substitué (III) et leurs isomères (IV) n'ont pas encore été précisées,



$$\underset{(III)}{RR'C(OH)CH{=}CH.CH_3} \rightarrow \underset{(IV)}{RR'C{=}CH.CHOH.CH_3}$$

Nous avons préparé divers couples d'alcools métamères purs à partir des magnésiens vinyliques. Les alcools (III) s'obtiennent en traitant une cétone par le magnésien du bromo-1-propène :

$$RR'C{=}O + BrMg.CH{=}CH.CH_3 \rightarrow RR'C(OH).CH{=}CH.CH_3$$

N°	Formule brute.	R.	R'.	Rdt (%).	$É_p$ (°C).	D_t (°C).	n_t (°C).	Analyse (%)	Tr.	Calc.
1 (*)...	$C_6H_{12}O$	CH_3	CH_3	75	$117\text{–}9/_{760}$	$0{,}8375/_{20}$	$1{,}4337/_{19}$	–	–	–
2.....	$C_{11}H_{14}O$	CH_3	C_6H_5	80	$86/_2$	$0{,}9947/_{18}$	$1{,}5327/_{18}$	C	81,36	81,48
								H	8,55	8,64
								O	10,09	9,88
3.....	$C_{10}H_{20}O$	CH_3	C_5H_{11}	77	$91/_{18}$	$0{,}8420/_{20}$	$1{,}4473/_{20}$	C	76,94	76,96
								H	13,02	12,82
4.....	$C_{10}H_{20}O$	C_2H_5	C_4H_9	83	$90{,}5/_{19}$	$0{,}8448/_{22}$	$1{,}4480/_{22}$	C	76,25	76,96
								H	13,03	12,82
								O	10,71	10,24

(*) Seul l'alcool n° 1 semble avoir été décrit ([1]), ([2]), ([3]), ([4]), ([5]).

Les carbinols métamères (IV) résultent de la condensation de CH_3CHO avec le magnésien vinylique approprié :

$$RR'C{=}CHMgBr + CH_3CHO \rightarrow RR'C{=}CH.CHOH.CH_3$$

N°.	Formule brute.	R.	R'.	Rdt (%).	E_p (°C).	D_t (°C).	n_t (°C).	Analyse (%)	tr.	calc.
1 (a)...	$C_6H_{12}O$	CH_3	CH_3	81	138-9/760	0,8417/20	1,4401/20		–	–
2 (b)...	$C_{11}H_{14}O$	CH_3	C_6H_5	85	100-1/0,8 ; F 61,5	–	–	C	81,87	81,48
								H	8,63	8,64
								O	9,92	9,88
3 (c)...	$C_{10}H_{20}O$	CH_3	C_5H_{11}	–	91/18	0,8463/20	1,4499/20	C	76,82	76,96
								H	12,77	12,82
4 (d)...	$C_{10}H_{20}O$	C_2H_5	C_4H_9	–	92/13	0,8430/21	1,4508/21	C	77,14	76,96
								H	12,56	12,82
								O	10,63	10,24

(a) Cet alcool a été très étudié (5), (6), (7), (8), (9). Il nous a donné un paranitrobenzoate F 72 (alcool à 95°). Analyse : $C_{13}H_{15}O_4N$, calculé %, C 62,65; H 6,02; O 25,70; N 5,62; trouvé %, C 62,52; H 6,56; O 25,85; N 5,76.

(b) Recristallisé dans l'alcool.

(c), (d) Ces alcools n'ont été obtenus que par transposition allylique.

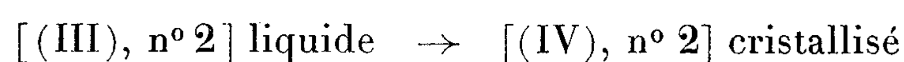
Les points d'ébullition des alcools secondaires (IV) sont plus élevés que ceux de leurs métamères tertiaires de 10 à 20°. Leur spectre infrarouge est caractérisé par une bande particulièrement intense située vers 1070 cm^{-1} et une plus faible vers 960 cm^{-1}.

Tandis que l'alcool liquide [(III), n° 2] présente une faible absorption dans l'ultraviolet à 2390 Å, son métamère cristallisé [(IV), n° 2] révèle une absorption environ cinq fois plus intense à 2437 Å.

Les alcools tertiaires (III) sont caractérisés au point de vue infrarouge par une bande intense située vers 971 cm^{-1} et une autre vers 710 cm^{-1}.

Le passage direct (III) → (IV) est possible sous l'influence des acides dilués mais avec un faible rendement (15-30 % avec ClH, 0,01 N) dû principalement à la facile déshydratation de ces composés.

SO_4H_2 N, provoque l'isomérisation :



[(III), n° 2] liquide → [(IV), n° 2] cristallisé

avec un rendement de 50 %.

Contrairement aux données de la littérature (1), (10), (11) les alcools (III) donnent avec l'anhydride acétique des acétates (Rdt 25-60 %) qui sont cependant ceux de (IV), car par saponification on isole des alcools (IV) purs (spectres infrarouges) et l'on sait que cette réaction se fait sans transposition.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

(1) Gry, *Bull. Soc. Chim.*, (4), 3, 1908, p. 378.

(2) Van Keersbilk, *Bull. Soc. Chim. Belge*, 38, 1929, p. 207.

(3) Kohler, *Amer. Chem. J.*, 38, 1907, p. 526.

(4) Kyriades, *J. Amer. Chem. Soc.*, 36, 1914, p. 662.

(5) H. NORMANT, *Comptes rendus* 240, 1955, p. 214.
(6) COURTOT, *Bull. Soc. Chim.*, (3), 35, 1906, p. 664.
(7) CHARKIN et BROW, *J. Amer. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 122-5.
(8) IPATJEW, *J. für Prakt. Chem.*, (2), 59, 1899, p. 536.
(9) KYRIADES, *J. Amer. Chem. Soc.*, 36, 1914, p. 994.
(10) GRIGNARD et DUBIEN, *Ann. Chim.*, (10), 2, 1924, p. 294-7.
(11) GRIGNARD et FLUCHAIRE, *Ann. Chim.*, (10), 9, 1928, p. 40.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Oxydation de quelques hydroxybenzaldéhydes substitués.* Note (*) de MM. **PHILIPPE TRAYNARD** et **ANDRÉ ROBERT**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les travaux de I. A. Pearl (1) sur l'oxydation de la vanilline ont montré que cette substance s'oxyde facilement en acide vanillique lorsqu'on opère en milieu basique (NaOH 1,5 N) et en présence d'oxyde d'argent.

A. Scipioni (2) a montré que l'agent d'oxydation est l'oxygène de l'air et que le catalyseur peut aussi être du carbonate de baryum ou de magnésium.

Nous avons cherché quels sont, pour certains hydroxybenzaldéhydes, les produits d'oxydation en milieu acide (par des oxydants du type classique tels que bichromate de potassium sulfurique) et ceux obtenus en milieu basique suivant la technique de I. A. Pearl.

1° Le benzaldéhyde lui-même, lorsqu'il est débarrassé soigneusement de ses peroxydes, ne s'oxyde que difficilement en milieu acide — mais il fournit au contraire l'acide benzoïque très rapidement en milieu basique et en présence de catalyseur.

2° *L'aldéhyde parahydroxybenzoïque* n'est oxydé par le mélange sulfochromique qu'à chaud et lentement en fournissant un polymère (M = 1200). On retrouve dans ce polymère un groupement carbonyle pour deux noyaux, l'autre fonction aldéhyde ayant été oxydée en acide. Au contraire en milieu basique on obtient très rapidement et avec 90 % de rendement l'acide correspondant.

3° *Nitro-3-hydroxy-4-benzaldéhyde.* — Cet aldéhyde ne s'oxyde que très difficilement en milieu acide (8 h à 100° C) en fournissant un mélange d'acide nitro-3-hydroxy-4-benzoïque et d'aldéhyde inchangé.

En milieu basique, l'oxydation est très facile et normale.

4° *Vanilline.* — Le traitement de cet aldéhyde en milieu acide fournit à froid un produit de condensation qui s'est révélé être la déhydro-5-5'-divanilline (F 142° C). Ce dimère porte encore deux fonctions aldéhydes. Si l'on essaie une oxydation plus poussée on obtient uniquement un dégagement de gaz carbonique la fonction aldéhyde n'étant pas oxydée en acide.

Au contraire en milieu basique, l'oxydation est très rapide — l'acide vanillique est obtenu avec un excellent rendement.

5° *Aldéhyde vératrique.* — Ici la dimérisation précédente est rendue impossible aussi l'action du mélange sulfochromique se borne-t-elle à une oxydation très lente en acide vératrique accompagnée de destruction totale de la molécule. Comme précédemment, en milieu basique, l'oxydation est très facile.

6° *nitro-5 vanilline.* — L'oxydation en milieu acide est rigoureusement impossible, l'aldéhyde étant complètement oxydée en gaz carbonique sans trace de formation d'acide. Mais en milieu basique on a encore l'oxydation attendue très rapide, le rendement est excellent.

Nous avons donc mis en évidence sur quelques exemples que les hydroxybenzaldéhydes pouvaient fréquemment être difficiles à oxyder suivant les méthodes classiques (mélange sulfochromique) soit qu'ils soient complètement détruits soit qu'il y ait polymérisation, alors que tous, en milieu basique et en présence d'un catalyseur (oxyde d'argent ou carbonate de baryum), étaient transformés rapidement en acide correspondant par l'oxygène de l'air.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) *J. Amer. Chem. Soc.*, 68, 1946, p. 1100.

(2) *Atti mem. Accad. potavina Sc. lettere et arti*, 64, 1951-1952, p. 94.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Recherches spectrographiques dans le groupe de l'anthracène. Absorption des acyl-9 anthracènes et de leurs dérivés azotés.* Note de M. **Modeste Martynoff**, présentée par M. Marcel Delépine.

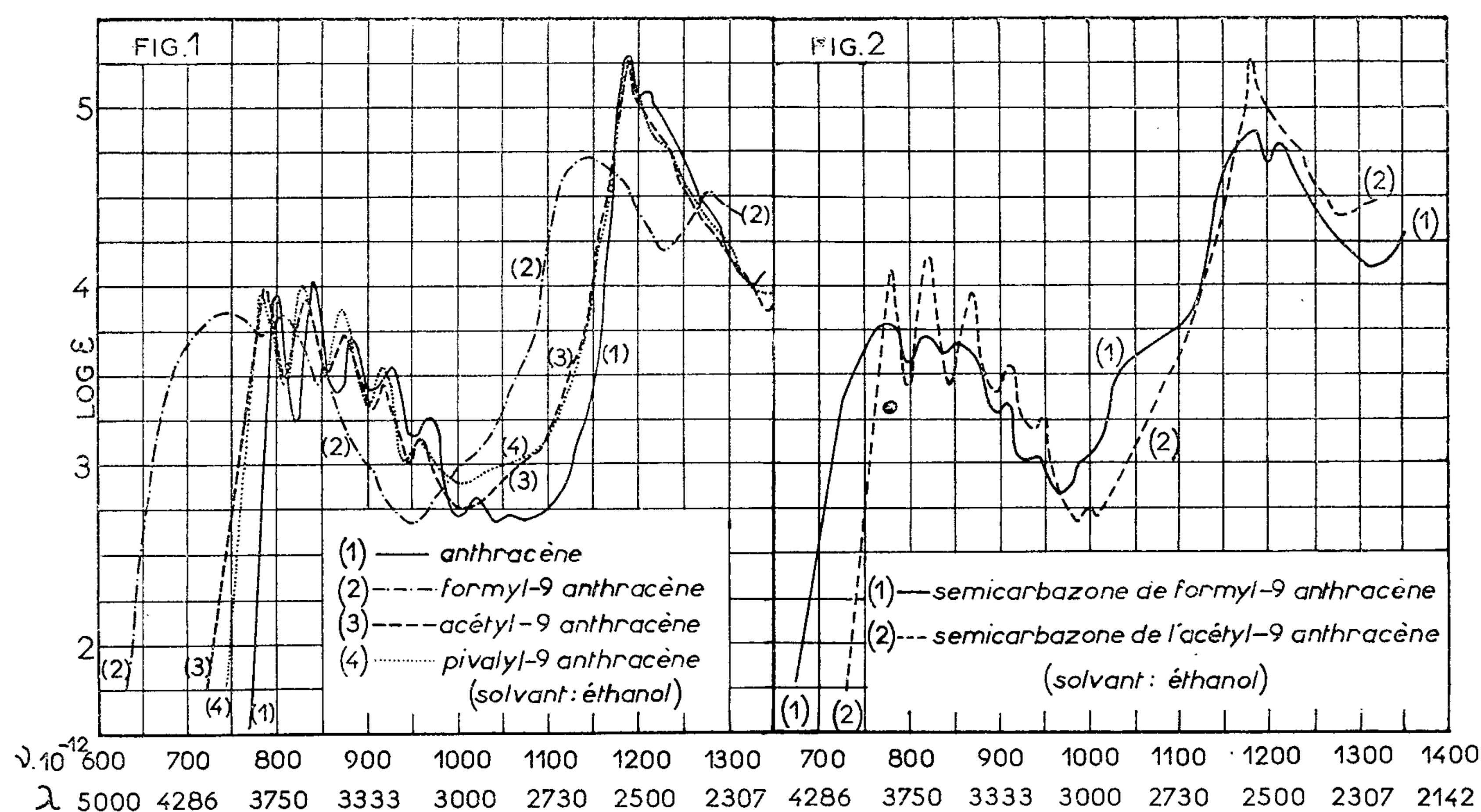
Le comportement spectral des acyl-9 anthracènes est différent de celui des isomères 1 et 2; le « couplage » entre le noyau et le groupement fonctionnel est plus atténué. Toutes les cétones et leurs dérivés azotés sont « transparents ». Cette sensibilité aux influences stériques tient, sans doute, à un état électronique particulier du carbone 9, intercalé entre deux chaînons quaternaires communs à deux cycles.

Nous avons décrit dans des Notes antérieures (1) l'absorption des acyl-2 et acyl-1 anthracènes ainsi que celle de leurs oximes. Le comportement spectral de ces substances nous avait permis de conclure que l'état électronique de l'atome de carbone 2 de l'anthracène était celui d'un carbone benzénique, tandis que l'atome de carbone 1 avait une configuration électronique semblable à celle du carbone α du naphtalène.

Afin de compléter ces recherches nous avons étudié, dans le même esprit, les spectres d'absorption de quelques acyl-9 anthracènes et de leurs dérivés fonctionnels (oximes, semicarbazones, etc.) et nous avons

pu constater, une fois de plus, que les anthracènes *méso*-substitués présentent certaines particularités qui les différencient nettement de leurs isomères de position.

Nous décrirons ici, très brièvement, l'essentiel de nos résultats en donnant les courbes d'absorption du formyl-9, de l'acétyl-9 et du pivalyl-9 anthracène ainsi que celles des semicarbazones des deux premières substances. (L'inertie chimique de la cétone α-triméthylée n'a pas permis la préparation de ses dérivés azotés. Notons que même les cétones non ramifiées, telles que l'acétyl-9 ou le propionyl-9 anthracène, ne réagissent ni avec l'hydroxylamine ni avec la semicarbazide et que nous avons obtenu leurs oximes et leurs semicarbazones indirectement, à partir des cétimines correspondantes).



L'introduction sur l'atome de carbone 9 de l'anthracène d'un groupement carbonyle aldéhydique produit, du point de vue spectral, un effet de conjugaison qui se manifeste par un fort déplacement de l'absorption vers les plus grandes longueurs d'onde, une diminution notable de l'intensité, surtout dans l'ultraviolet le plus lointain, et une résolution partielle de la structure fine dans la partie la plus proche du visible (cf. *fig.* 1, courbes 1 et 2). Ce « couplage » entre la fonction et le noyau cesse dès qu'on remplace l'hydrogène aldéhydique par un radical alcoyle. Ici toutes les cétones sont du type « transparent ». L'acétyl-9 anthracène et son homologue supérieur à radical alcoyle arborescent, le pivalyl-9 anthracène, ont des absorptions quasi identiques (cf. *fig.* 1, courbes 3 et 4). Abstraction faite d'un très léger effet bathochrome, leurs spectres sont semblables à celui de l'hydrocarbure.

Sur la figure 2 sont tracées les courbes d'absorption des semicarbazones du formyl-9 et de l'acétyl-9 anthracène. Dans le cas du composé cétonique, le remplacement du groupement carbonyle par la fonction azométhinique s'accompagne simplement d'une légère élévation de l'intensité d'absorption et d'une accentuation de la structure fine de la bande la plus proche du visible, comme l'illustre la comparaison de la courbe de l'acétyl-9 anthracène avec celle de sa semicarbazone (cf. *fig.* 1, courbe 3 et *fig.* 2, courbe 2). Pour le dérivé aldéhydrique, qui appartient, comme nous venons de le voir, au type « absorbant », le passage à la semicarbazone donne lieu à un relâchement partiel de la conjugaison qui se manifeste dans le spectre par un effet hypsochrome général et par une exaltation de la structure fine dans laquelle on reconnaît déjà, sous une forme ébauchée, toutes les petites bandes de l'anthracène (cf. *fig.* 1, courbe 2 et *fig.* 2, courbe 1).

L'étude spectrographique de nombreux dérivés anthracéniques autres que les acyl-anthracènes a montré que pour un substituant donné le « couplage » qui s'exerce entre ce substituant et le noyau décroît en général quand on passe de la position 2 à la position 1, puis à la position 9. Or du point de vue de leur aptitude réactionnelle les acyl-anthracènes isomères se rangent dans le même ordre. Ce parallélisme entre les propriétés spectrales et chimiques va encore plus loin car dans une série déterminée ce sont les homologues « absorbants » qui ont la réactivité la plus marquée vis-à-vis de l'hydroxylamine, de la semicarbazide, etc.

Le caractère particulier des acyl-9 anthracènes, qui se manifeste par leur faible réactivité et leur grande aptitude au « découplage », laisse supposer que l'état électronique de l'atome de carbone *méso* est différent de celui des atomes de carbone 1 et 2. Les chaînons quaternaires communs à deux cycles qui l'encadrent jouent un rôle comparable à celui de deux groupements alcoyles dans un dérivé benzénique *ortho*-dialcoylé.

(1) M. MARTYNOFF, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2425; **243**, 1956, p. 2097.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation d'aldéhydes cinnamiques à partir d'acétals et de benzaldéhyde en présence d'échangeurs de cations et d'anions.* Note de M. **PIERRE MASTAGLI** et M^lle **GERMAINE LAGRANGE**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans le présent travail, nous montrons que les échangeurs de cations et d'anions, mélangés intimement, jouent chacun leur rôle, indépendamment l'un de l'autre. Les échangeurs de cations catalysent l'hydrolyse de l'œnanthacétal en alcool et œnanthol alors que les échangeurs d'anions catalysent la condensation de l'œnanthol sur le benzaldéhyde par perte d'une molécule d'eau.

Dans une Note précédente [1], nous avons étudié l'action des échangeurs de cations sur l'aldéhyde benzoïque en présence d'alcools aliphatiques pour aboutir aux benzacétals.

D'une part, nous pensions que les échangeurs de cations, jouant le même rôle que les catalyseurs acides, pourraient détruire les œnanthacétals en formant l'alcool correspondant et l'œnanthol. D'autre part, un travail très complet [2] a démontré qu'un mélange d'œnanthol et de benzaldéhyde en présence d'échangeurs d'anions donne deux produits : l'œnanthylidène-œnanthol et l'aldéhyde α-amyl-cinnamique.

Nous avons donc pensé, qu'un mélange d'œnanthacétal et de benzaldéhyde en présence d'échangeurs de cations et d'anions donnerait en fin de réaction l'alcool correspondant et l'aldéhyde α-amyl-cinnamique. Il nous semblait que l'œnanthylidène-œnanthol ne pouvait se former que difficilement, la fonction aldéhyde se trouvant bloquée sous forme d'acétal.

Nous avons travaillé en faisant réagir différents œnanthacétals sur le benzaldéhyde en présence d'un échangeur de cations fort (Allasion CS) et d'un échangeur d'anions fort (IR 410). Nous avons chauffé le mélange au bain d'huile en éliminant, dans un Dean Stark, l'alcool correspondant au fur et à mesure de sa formation. Dès qu'il ne se forme plus d'alcool, on cesse le chauffage, on sépare les échangeurs de cations et d'anions par simple filtration, on lave les échangeurs à l'alcool méthylique et l'on distille.

	Quantités mises en réaction (g)				Rendement (%)	
			échangeurs			
Acétal employé.	Acétal.	Benzaldéhyde.	cations.	anions.	ald. α-amyl-cinnamique.	benza-cétal.
Diméthylœnanthacétal.....	17	12	3	3	17,4	0
Diéthylœnanthacétal.......	50	28	8	8	24,4	0
Dipropylœnanthacétal......	50	25	8	8	25,2	0
Dibutylœnanthacétal.......	33	14	5	5	37,5	0
Diisoamylœnanthacétal.....	23	11	3,5	3,5	28,6	0
Dihexylœnanthacétal......	33	12	4,5	4,5	21,8	traces
Diheptylœnanthacétal......	68	22	9	9	19,1	10
Dilaurylœnanthacétal......	25	5	3	3	0	0

On remarquera que :

1° Chaque échangeur joue bien son rôle. En effet lorsqu'on chauffe un mélange de dibutylœnanthacétal et d'aldéhyde benzoïque avec de l'échangeur de cations (All CS) seulement, on n'obtient que de l'alcool butylique et de l'œnanthylidène-œnanthol. Il n'y a que des traces d'aldéhyde α-amylcinnamique. La présence d'échangeur d'anions est donc nécessaire;

2° Le rendement maximum en aldéhyde α-amylcinnamique s'obtient à partir du dibutylœnanthacétal;

3° Pour les œnanthacétals inférieurs, nous avons obtenu moins d'aldéhyde

α-amylcinnamique. Il est probable que la réaction se fait bien à une température supérieure à celle de l'ébullition de l'alcool correspondant qui s'élimine durant la réaction ;

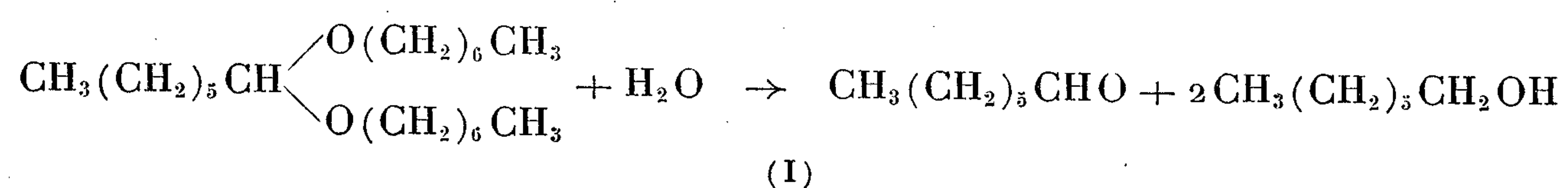
4° Pour les œnanthacétals supérieurs, le rendement est également inférieur à celui obtenu à partir du dibutylœnanthacétal. Il se peut que, par exemple, lorsque le diheptylœnanthacétal est hydrolysé, la température ne soit pas assez élevée pour éliminer l'alcool heptylique. On a alors de l'aldéhyde α-amylcinnamique et du diheptylbenzacétal qui, sans doute, se forme plus facilement que le diheptylœnanthacétal;

5° Les œnanthacétals très lourds ne réagissent pas dans le même sens. Il y a décomposition partielle mais pas de condensation.

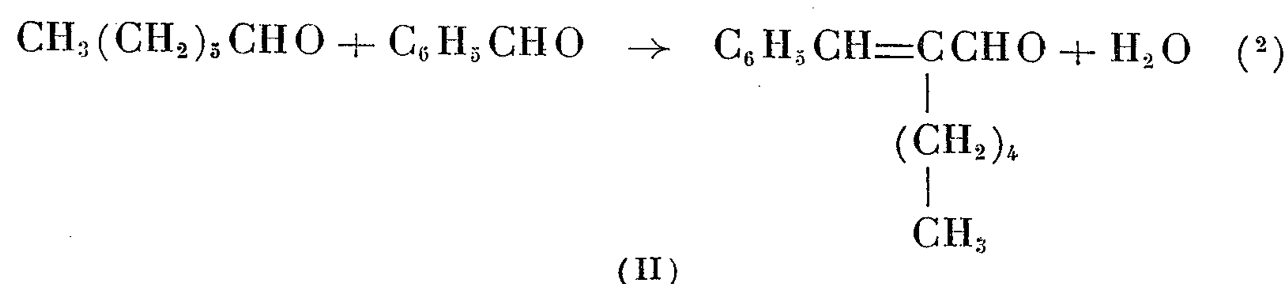
En conclusion, les œnanthacétals légers donnent les équations (I) et (II).

Les œnanthacétals moyens donnent les équations (I), (II) et (III).

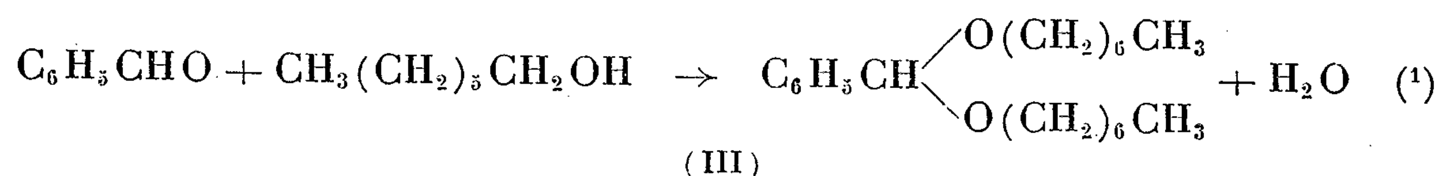
Les œnanthacétals lourds donnent l'équation (I).



$$CH_3(CH_2)_5CH\begin{cases}O(CH_2)_6CH_3\\O(CH_2)_6CH_3\end{cases} + H_2O \rightarrow CH_3(CH_2)_5CHO + 2CH_3(CH_2)_5CH_2OH \quad \text{(I)}$$



$$CH_3(CH_2)_5CHO + C_6H_5CHO \rightarrow C_6H_5CH{=}C(CHO)(CH_2)_4CH_3 + H_2O \quad (^2) \quad \text{(II)}$$



$$C_6H_5CHO + CH_3(CH_2)_5CH_2OH \rightarrow C_6H_5CH\begin{cases}O(CH_2)_6CH_3\\O(CH_2)_6CH_3\end{cases} + H_2O \quad (^1) \quad \text{(III)}$$

(1) LAGRANGE, MASTAGLI et ZAFIRIADIS, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 616.

(2) DURR, *Thèse*, Paris, 1954.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action du formaldéhyde sur la phényl-1 diéthoxy-6.7 dihydroisoquinoléine dans l'acide ou l'anhydride acétique.* Note de M. **JEAN GARDENT**, présentée par M. Marcel Delépine.

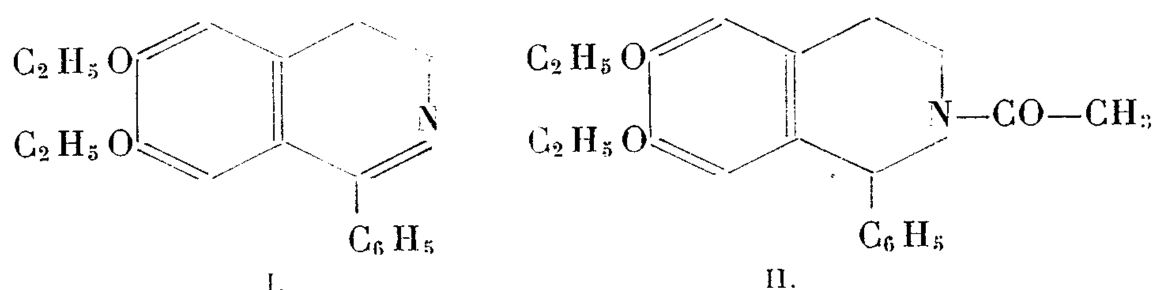
Le trioxyméthylène réagissant sur la phényl-1 diéthoxy-6.7 dihydroisoquinoléine dans l'acide acétique conduit à la N-acétyl phényl-1 diéthoxy-6.7 tétrahydroisoquinoléine. Dans l'anhydride acétique, on obtient quatre substances dont l'une de caractère neutre résulte de l'ouverture du cycle azoté.

Nous avons précédemment montré que le fomaldéhyde et l'acide formique agissant simultanément sur la phényl-1 diéthoxy-6.7 dihydroisoquinoléine

provoquent l'ouverture du cycle azoté de celle-ci avec formation d'une base cétonique N-diméthylée [1].

Faisant réagir sur la même dihydroisoquinoléine le trioxyméthylène dans l'acide ou l'anhydride acétique nous avons obtenu plusieurs produits dans lesquels le cycle azoté est ouvert ou non.

Le trioxyméthylène agissant sur la phényl-1 diéthoxy-6.7 dihydroisoquinoléine (I) dans l'acide acétique à reflux en présence de diéthylamine ou de formiate de sodium respecte le cycle azoté. La double liaison en 1.2 est saturée et l'on obtient la N-acétyl phényl-1 diéthoxy-6.7 tétrahydroisoquinoléine (II) Celle-ci, F 160°, a été identifiée par comparaison avec le produit résultant de l'acétylation de la phényl-1 diéthoxy-6.7 tétrahydroisoquinoléine.



La réaction de trioxyméthylène sur la phényl-1 diéthoxy-6.7 dihydroisoquinoléine dans l'anhydride acétique est plus complexe. D'opérations effectuées au bain-marie bouillant, nous avons pu isoler quatre substances.

1° De la fraction neutre, une substance, quantitativement la plus importante, dans laquelle le cycle azoté est ouvert avec création d'une fonction cétone et d'une fonction amine primaire acétylée (III), et la N-acétyl phényl-1 diéthoxy-6.7 tétrahydroisoquinoléine (II) en faible quantité.

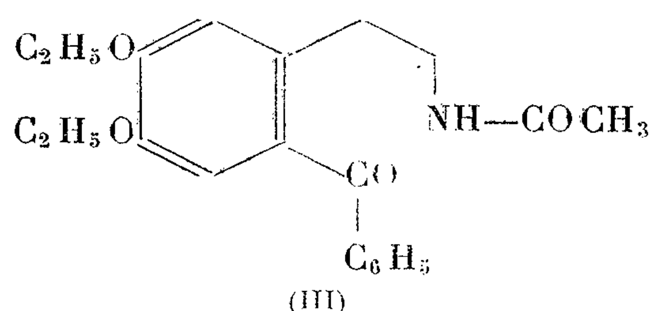
2° Un produit basique dont la structure n'est pas établie et sur lequel nous nous réservons de revenir.

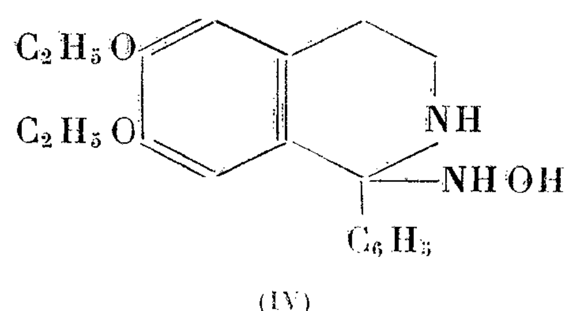
3° Une substance de caractère acide résultant de l'action de l'anhydride acétique seul sans intervention du formaldéhyde.

La séparation des fractions acide et basique a été réalisée suivant les voies habituelles. De la fraction neutre, les substances (II) et (III) ont pu être séparées par cristallisation fractionnée dans l'alcool.

1° Le produit neutre (III) F 109-110° se présente en cristaux incolores insolubles dans l'eau, assez solubles dans l'alcool, peut solubles dans l'éther. Rapidement sous l'action de la potasse amylique, plus lentement sous l'action de la potasse alcoolique, il régénère la phényl-1 diéthoxy-6.7 dihydroisoquinoléine avec libération d'acide acétique. Cette saponification est plus rapide que celle de la N-acétyl phényl-1 diéthoxy-6.7 tétrahydroisoquinoléine, ce qui dans une opération ménagée a permis l'isolement et l'identification de cette dernière substance. Désirant caractériser la fonction cétone dans le produit (III) nous avons fait réagir sur celui-ci l'hydroxylamine en milieu pyridiné. A notre surprise, nous avons obtenu dans ces conditions la pseudooxime de phényl-1

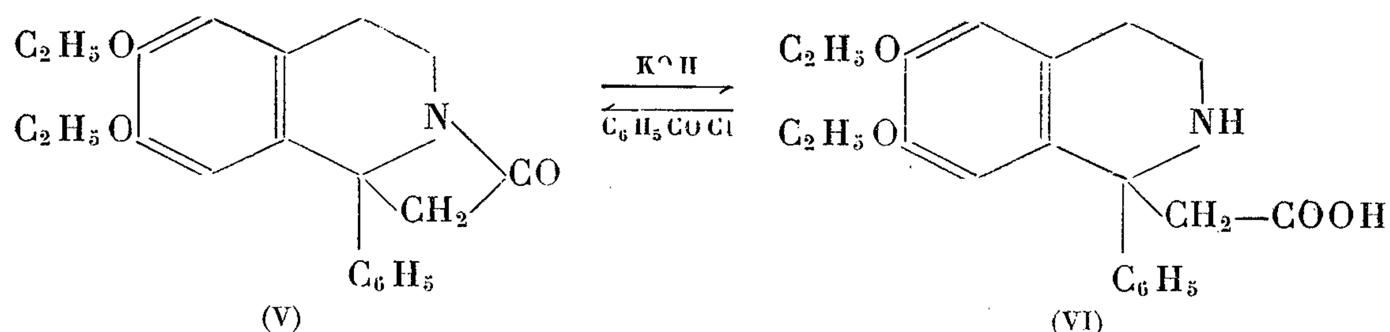
diéthoxy-6.7 dihydroisoquinoléine (IV) que nous avions précédemment obtenu par action directe de l'hydroxylamine sur la dihydroisoquinoléine ([2]).





2° La substance basique en cristaux incolores F 111-112°, est une base tertiaire donnant un iodoéthylate F 170-172° et un iodométhylate 172-175°.

3° Le produit de caractère acide se présente en cristaux incolores F 175° insolubles dans l'eau et les acides dilués solubles dans les alcalis et les solutions de carbonates alcalins. Dans la potasse amylique il se transforme en un autre composé acide F 295°, lequel régénère le produit initial sous l'action du chlorure de benzoyle. Nous interprétons ces réactions de la façon suivante : le produit F 175° (V) résulte de la fixation d'une molécule d'acide acétique sur la double liaison en 1-2 de la dihydroisoquinoléine suivie d'amidification interne. Le caractère acide de ce produit serait dû à l'électronégativité du groupe méthylénique. Cette lactame s'ouvre sous l'action des alcalis pour donner l'acide (VI).



([1]) J. Gardent, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1042.
([2]) J. Gardent, *Annales de Chimie*, 10, 1955, p. 413.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques cas particuliers d'empêchement stérique*. Note de MM. **Jean Jacques** et **Lam Chanh Binh**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Les auteurs montrent, sur trois séries d'exemples, que si, dans un cycle benzénique, un groupe méthoxyle est placé entre un substituant (CH_3, NO_2) et une fonction ester ou méthylcétone, cette dernière voit sa réactivité diminuée. Ils attribuent cet effet à l'empêchement stérique supplémentaire provoqué par la restriction de rotation du méthoxyle.

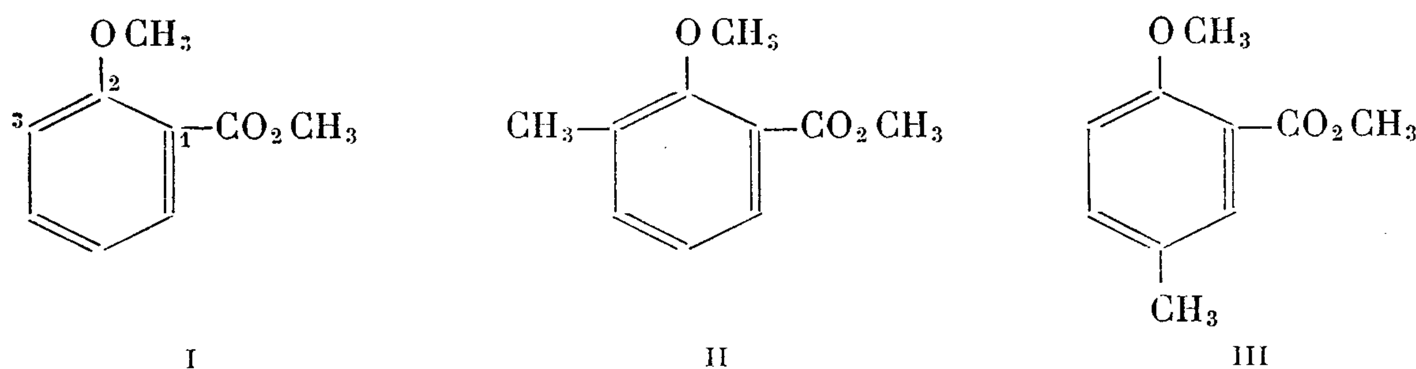
Considérons trois substituants vicinaux 1, 2 et 3 situés sur un cycle benzénique : on sait qu'une fonction placée en 2(—CO—R, —COOR, etc.) verra,

par suite de l'encombrement apporté par ses deux voisins, sa réactivité généralement diminuée. On sait également que lorsque 2 est un phényle, la libre rotation de ce dernier pourra être entravée au point de donner lieu, dans certains cas, à une nouvelle forme d'isomérie (stéréochimie des dérivés du diphényle). Si, dans ce dernier exemple, on envisage l'ensemble des interactions réciproques auxquelles sont soumis 1, 2 et 3, et si l'on admet que 1 et 3 fonctionnent comme des *butoirs*, on peut prévoir que la réactivité éventuelle de 1 sera sous la dépendance stérique de 2, lui-même directement influencé par la présence de 3.

Ces considérations générales nous ont amenés à examiner le cas où 2 est un méthoxyle dont la libre rotation autour de la liaison $>C-O/$ peut être gênée par les deux substituants 1 et 3, et à étudier les répercussions de cet empêchement sur la réactivité d'une fonction en 1.

1° Nous avons mesuré les vitesses de saponification alcaline de trois esters I, II et III; ce dernier possède, de même que II, un méthyle en méta de la fonction ester : il a été étudié comparativement pour fournir une indication sur l'importance des facteurs qui, sans être de nature stérique, peuvent influer éventuellement sur la vitesse de saponification.

A 50°, en milieu hydroalcoolique à 50 % et pour des solutions 0,02 M en soude et en esters, les valeurs de k (en minutes) sont respectivement de $2,4\,(\pm 0,2).10^{-3}$ pour I, de $2,2\,(\pm 0,1).10^{-3}$ pour III, et de $1,6\,(\pm 0,1).10^{-3}$ pour II.

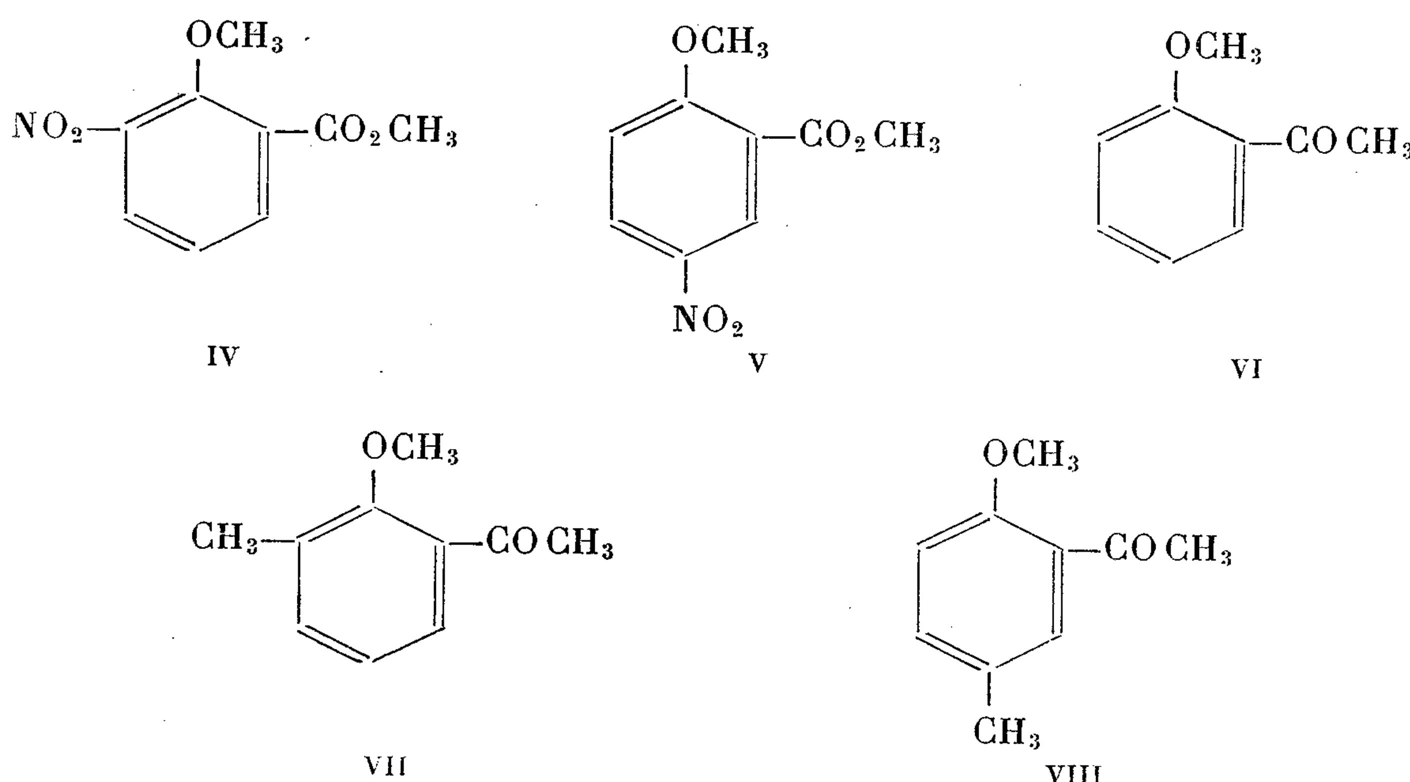


2° Dans les mêmes conditions que précédemment, mais à 22°, les deux esters IV et V fournissent des valeurs de k égales à $1,6\,(\pm 0,1).10^{-3}$ pour IV, et à $3,6\,(\pm 0,1).10^{-3}$ pour V.

3° Dans le cas des cétones VI, VII et VIII, on a comparé leurs vitesses d'oximation, mesurées suivant la technique de Vavon et Anziani [1] légèrement modifiée. A la température ordinaire et en solution 0,02 M (dans l'alcool à 50 %) les temps de demi-réactions sont respectivement de 15 et 17 mn pour VI et VIII, et de 30 mn pour VII.

Il ressort donc de ces données qu'effectivement l'*empêchement stérique que*

subit une fonction située sur un noyau benzénique est sensiblement plus important lorsqu'un méthoxyle en 2 est lui-même gêné par un substituant en 3.



Verkade et ses collaborateurs ([2]) ont réussi sous le nom d' « effet orthoxylène » une série de faits auxquels nos expériences peuvent faire songer. Ils ont en effet montré que l'effet stérique d'un méthyle en ortho d'un substituant nucléaire est augmenté si ce méthyle est lui-même voisin d'un autre méthyle (ce qui constitue un arrangement qu'on retrouve dans l'orthoxylène). Dans la plupart des cas étudiés, cet effet orthoxylène est envisagé comme un effet stérique de mésomérie; toutefois pour interpréter la différence des vitesses de saponification des *p*.nitranilides des acides 2.3 et 2.5 diméthylbenzoïques les auteurs invoquent l'empêchement stérique classique ([3]).

S'il nous semble, à l'examen des modèles moléculaires, que dans l'effet orthoxylène la compression des méthyles est sans doute le phénomène le plus important, dans les exemples que nous proposons, c'est bien la restriction de rotation du méthoxyle qui apparaît le plus nettement.

Quoi qu'il en soit, puisque ces interactions entre trois substituants vicinaux peuvent avoir des origines et des conséquences diverses (empêchement de coplanéité, inhibition de mésomérie, empêchement stérique classique, etc.) il conviendrait sans doute de rassembler sous le terme plus général d'*effet stérique* 1.2.3 ces phénomènes dont nous poursuivons l'étude, et dont l'effet orthoxylène n'est sans doute qu'un cas particulier.

(1) *Voir* G. Vavon, R. Dulou et N. Lozac'h, *Manipulation de Chimie organique*, Masson édit., Paris, 1946, p. 43.

(2) *Voir* en particulier R. Van Helden, P. E. Verkade et B. M. Wepster, *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, 73, 1954, p. 39.

(3) Ng Tet Soei, P. E. Verkade et B. M. Wepster, *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, 73, 1954, p. 60.

MINÉRALOGIE. — *Sur le mode de gisement d'un minéral nouveau, la* hibonite, *de l'Androÿ mandraréen* (*Madagascar*). Note de M. **Léon Delbos**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La hibonite décrite récemment par MM. Curien, C. Guillemin, J. Orcel et Mlle Sternberg (1) a été découverte par P. Hibon en juin 1953, dans des éluvions aux environs d'Esiva. D'autre part, en juillet 1954, M. Hoareau, agent du Commissariat à l'Énergie atomique, apportait au Service géologique un très bel échantillon de plagioclasite à hibonite provenant de la région d'Ambindandrakamba. De mon côté, au cours de la campagne 1954, j'ai trouvé la hibonite en place dans le gisement de thorianite du Nord Vohimena, à l'Est de Tranomaro. Plus précisément, ce gisement est situé à 900 m au Nord-Ouest de la bifurcation d'Ambindandrakemba-Maro-voalavo, entre les deux ruisseaux Ambindandrakemba et Andranokolaha.

Dans ce gisement, les cristaux noirs fusiformes, de plusieurs centimètres de plus grande dimension, apparaissent dans une plagioclasite enserrée dans une pyroxénite renfermant de petits cristaux de sphène, sous forme d'une veine assez régulière de 50 cm de puissance que l'on peut suivre sur 1 ou 2 m.

A quelques dizaines de mètres de là, la roche à hibonite forme une lentille de 0,5 m^3 de volume qui se perd dans la pyroxénite encaissante et la carapace calcaire.

Les échantillons récoltés sont constitués par une plagioclasite à grain fin, truffée de cristaux d'hibonite et de quelques petits spinelles verts. Au microscope, la roche apparaît comme essentiellement formée de plagioclase (bytownite à 80 %), d'un peu de wernérite et de quelques spinelles. Enfin, j'ai récolté en éluvion des corindons bleus et l'un d'eux renferme en son centre un petit cristal d'hibonite.

Un mode de gisement un peu différent est à signaler à Andakato, situé à 800 m à l'Est d'Ambindandrakemba. Une veinule irrégulière de plafioclasite à gros grain, de 7 à 8 cm d'épaisseur, traverse une pyroxénite vert foncé. L'un des contacts est très franc; l'autre montre des fragments de plagioclasite dans la roche encaissante qui a pris une allure de pyroxénite wernéritique. Ce filonnet qui, par endroits, forme des amas pegmatoïdes à contours diffus, contient de nombreux corindons bleu clair, des spinelles, du sphène, des cristaux d'hibonite et quelques grains de thorianite. Parfois les corindons, sans forme bien définie, sont séparés les uns des autres par une large bordure noire composée de spinelles et d'hibonite.

La lame mince est analogue à la précédente, si ce n'est la taille plus grosse des cristaux et la présence de petits corindons blancs.

Nous distinguons ainsi deux modes de gisements assez différents dans

leur structure : la plagioclasite à grain fin riche en « hibonite » formant des veines ou des amas notables et les filonnets pegmatoïdes, souvent diffus, mais ne présentant jamais une puissance supérieure au décimètre. Ceux-ci sont riches en corindon bleu et spinelle et la hibonite y est accessoire. Mais de grandes analogies sont à noter dans les relations géologiques des roches à « hibonite » de l'Androÿ mandraréen. Elles sont les unes et les autres en rapport étroit avec un granite gneissique ou migmatitique et semblent bien se rapporter, sinon à des pegmatites, tout au moins à des formations pegmatoïdes dans les pyroxénites. De plus, ces « intrusions » se sont produites dans des roches très basiques, pyroxénites ou pyroxénites wernéritiques et la « hibonite » ne paraît pas avoir cristallisé au contact d'autres formations.

Les plagioclasites à corindon et « hibonite » de l'Extrême Sud malgache se rattachent étroitement aux paraplagioclasites de Sakeny, décrites par H. Besairie et définies par A. Lacroix sous le nom de sakénites (2), (3). Selon ce dernier auteur, ces roches sont constituées par un feldspath calcique et des minéraux très alumineux et magnésiens : spinelle, pyroxène, phlogopite, amphibole, saphirine, corindon. Nous retrouvons dans l'ensemble les mêmes éléments minéralogiques. La différence essentielle consiste dans le fait que H. Besairie accorde aux sakénites une extension notable pouvant atteindre plusieurs dizaines de mètres d'affleurement, alors que nous n'avons observé dans la région de Tranomaro que des veines de plagioclasite atteignant au maximum 40 cm d'épaisseur.

Il existe enfin certaines ressemblances avec les gisements de corindon de Vohitany et du Mont Emanako sur la feuille Gogogogo décrits par H. Besairie et J. Boulanger. Dans ce dernier, nous retrouvons notamment un banc de plagioclasite leucocrate à anorthite minéralisée en corindon et grenat.

Il faut signaler enfin la présence quasi générale d' « hibonite » dans les zones riches en thorianite.

(1) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2845.
(2) *Comptes rendus*, **209**, 1939, p. 421.
(3) *Comptes rendus*, **210**, 1940, p. 193.

MINÉRALOGIE. — *Sur la composition minéralogique des moresnétites et l'existence probable d'une nouvelle phyllite zincifère.* Note (*) de M. **Jacques Esquevin**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Des essais de laboratoire ont montré qu'il est possible d'effectuer la synthèse d'argiles zincifères à la température de l'ébullition et sous la pression atmosphérique. Dans ces conditions nous avons préparé d'une

part la saponite zincifère [1], connue dans le milieu naturel sous le nom de sauconite; d'autre part une phyllite à 7 Å [2] qui est l'équivalent zincifère des berthiérines.

Il est logique de penser que cette berthiérine zincifère existe dans la nature. Si l'on en juge par les expériences de synthèse, il est vraisemblable qu'on doit pouvoir la trouver à la périphérie des gîtes de calamine et de willémite dans les zones présentant un déficit en zinc et une certaine teneur en alumine.

Pour mettre en évidence l'existence dans le milieu naturel des berthiérines zincifères, les « calamines terreuses » de la région de la Vieille-Montagne ont été étudiées ainsi que des échantillons de moresnétite de Moresnet et un échantillon de vanuxémite de Sterling-Hill. Des analyses de moresnétites faites en 1865 par H. Risse [3], qui créa le terme de moresnétite, montrent en effet que celles-ci renferment environ 13 % d'alumine.

L'étude de ces échantillons prouve qu'il existe des minerais zincifères constitués uniquement par des minéraux argileux. De plus ces argiles sont presque toujours des mélanges de minéraux argileux. Si l'on peut admettre que certaines sauconites étudiées par C. S. Ross [4] et par G. T. Faust [5] sont composées uniquement de saponite, par contre il n'a pas été trouvé de berthiérine zincifère pure. Elle est toujours en mélange avec d'autres minéraux et en particulier avec la sauconite.

Ces berthiérines zincifères, comme les produits de synthèse, sont caractérisées par leur équidistance réticulaire maximum de 7,20 Å déterminée au moyen des rayons X. Sur les diagrammes la raie correspondante ne se détache pas de façon nette du deuxième ordre de la série 001 de la sauconite. Or, dans la sauconite, 002 a une intensité assez forte. Mais lorsque l'échantillon est imbibé de glycérol, ce deuxième ordre correspond à une équidistance de 8,85 Å du fait du gonflement intrastructural, tandis que 001 de la berthiérine reste à 7,20 Å. Il est alors possible de distinguer nettement cette dernière. D'autre part le diagramme n'est pratiquement pas modifié par chauffage de l'échantillon à 350°. Par contre, à 400° la berthiérine est détruite, ce qui se manifeste sur le diagramme par la disparition de la raie à 7,20 Å. Quant à 002 de la sauconite son intensité est pratiquement nulle dès 200°.

Le comportement au chauffage de cette phyllite à 7,20 Å est bien conforme à celui d'une berthiérine avec sa stabilité à 350° et sa destruction à 400°. Cette propriété se traduit sur les courbes d'analyse thermique différentielle par un phénomène endothermique qui commence entre 370 et 390°. De même les courbes de déshydratation mettent en évidence une perte de poids qui débute à ces mêmes températures. Cette perte qui s'élève à 12 % dans les produits de synthèse permet de déterminer la teneur des mélanges en

cet élément. En effet si a % est la perte de poids du mélange entre 390 et 450°, $(a/12) \times 100$ donne le pourcentage de berthiérine.

Enfin l'analyse chimique globale des échantillons étudiés indique des teneurs en alumine de l'ordre de 13 à 15 %. Si l'on se reporte aux résultats des analyses des sauconites naturelles publiées par C. S. Ross et G. T. Faust, on constate que la teneur en alumine est de l'ordre de 6 à 10 % pour les échantillons à peu près purs du point de vue de la composition minéralogique; tandis que les berthiérines obtenues par voie de synthèse ont des teneurs de 15 à 19 %. Les courbes de déshydratation des moresnétites envisagées indiquent que celles-ci sont constituées par un mélange de sauconite et de berthiérine en proportions à peu près égales. La teneur en alumine donnée par l'analyse chimique globale est en accord avec la composition d'un tel mélange. Il ne peut être question de kaolinite : ce minéral a une plus grande stabilité au chauffage; et de plus la proportion d'alumine du mélange serait alors plus grande.

Donc l'étude au moyen des rayons X, par les méthodes thermiques, ainsi que l'analyse chimique semblent bien justifier l'identification dans les moresnétites d'un minéral argileux zincifère ayant la constitution cristallochimique d'une berthiérine.

Si l'on se reporte aux essais de synthèse effectués sur les argiles zincifères on constate que les conditions permettant d'obtenir cette berthiérine à l'état pur sont très étroites. D'autre part le domaine d'existence de la sauconite pure est également assez restreint. Par contre, on obtient le plus fréquemment des mélanges en proportions variables de berthiérine et de sauconite. Ce fait est un argument supplémentaire en faveur de l'existence de la berthiérine zincifère.

La présence de cette berthiérine zincifère est à peu près générale dans les « calamines terreuses ». Elle a été identifiée dans toutes les moresnétites étudiées ainsi que dans la vanuxémite. Mais le mélange simple de berthiérine et de sauconite est assez rare. C'est ce type de mélange qui est seul envisagé dans cette Note.

Le plus souvent il s'agit de mélanges plus complexes où entrent des minéraux argileux qui n'ont pu jusqu'à présent être identifiés de façon certaine. On rencontre évidemment dans ces mélanges d'autres minéraux zincifères tels que la calamine, la willémite.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) J. Esquevin, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1485.

(2) J. Esquevin, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2967.

(3) *Naturhistorisches Vereines der Rheinlands und Westphalens Correspondenblatt*, 22, 1865, p. 98.

(4) *Amer. Min.*, 31, 1946, p. 411.

(5) *Amer. Min.*, 36, 1951, p. 795.

PÉTROGRAPHIE. — *Nature de la lave actuelle et de quelques laves plus anciennes de la caldère du Nyiragongo (Kivu).* Note de MM. **Marcel E. Denaeyer** et **Haroun Tazieff**, transmise par M. Pierre Pruvost.

La lave en fusion qui forme un lac au fond de la cheminée qui débouche dans la caldère du Nyiragongo a la composition chimique typique des leucitenéphélinites qui constituent une grande partie de cet édifice volcanique. La majorité des coulées stratifiées exposées dans les parois de la caldère et de celles qui en forment le plancher sont de la même nature.

Au sommet du Nyiragongo (3 470 m), volcan actif de la chaîne des Virunga au Kivu (Congo belge), s'ouvre une caldère d'effondrement. Au niveau de son plancher débouche une large cheminée au fond de laquelle bouillonne un lac de lave d'où jaillissent des fontaines intermittentes (1). Lors de la seconde descente (2) effectuée par l'un de nous (H. T.), en 1953, à l'intérieur de la caldère, quelques décigrammes de « cheveux de Pélé » projetés par les fontaines en question ont été recueillis à la surface du plancher. Il était intéressant d'en connaître la composition chimique et de la comparer à celle des laves antérieures. N'ayant pu trier que 0,18 g de verre non altéré par les vapeurs, nous avons demandé la collaboration du Docteur M. H. Hey, spécialiste de microanalyse quantitative au Département de Minéralogie du British Museum. L'analyse a été exécutée par D. I. Bothwell, sous la direction du Docteur A. A. Moss.

Nous avons échantillonné, en outre : *a.* des laves exposées dans les parois de la caldère; *b.* de la lave des coulées épanchées au fond de la caldère; *c.* de la lave extravasée d'une fissure circulaire, sorte de « rimaye » ouverte entre plancher et parois (1). Enfin, parmi les dykes subverticaux qui lardent les parois, nous avions prélevé, en 1948, un spécimen d'un gros dyke situé du côté sud ouest, dont la description, déjà donnée (3), est complétée ici par l'analyse chimique.

Ces laves sont presque toujours dépourvues de verre résiduel. Elles appartiennent, — à deux exceptions près (étindites) —, à la famille des Niligongites dont l'un de nous (M.-E. D.) a fait la révision (4). *Ce sont, pour la plupart, des leucitenéphélinites dont les « cheveux de Pélé » ne sont que la forme entièrement vitreuse.* La nature des laves du Nyiragongo ne paraît donc pas avoir beaucoup varié, à de petites fluctuations près, tout au moins récemment.

La leucite bien maclée et la néphéline (avec ou sans traces de kalsilite) sont les seuls coupholites observés. Isolés ou associés, ils forment dans nombre de ces laves des agrégats pouvant atteindre 0,5 à plusieurs centimètres de diamètre. Ils constituent aussi les principaux éléments de la pâte. Les autres minéraux sont l'augite titanifère, l'olivine, la mélilite,

la pérowskite, l'apatite, la magnétite et l'ilménite. La calcite primaire est parfois présente. Secondaire et associée à des zéolites, elle garnit les vacuoles.

Les laves étudiées sont décrites ci-dessous dans l'ordre probable d'ancienneté décroissante.

1. *Couche inférieure de la paroi, côté sud-sud-ouest : leucitenéphélinite porphyrique* à agrégats de leucite et néphéline. Kalsilite probable. Pâte très fine avec nombreux prismes d'apatite. Pas d'olivine.

2. *Couches inférieures de la paroi, côté est-sud-est* (de 0 à 17 m au-dessus du plancher) : *leucitenéphélinites porphyriques* à agrégats de leucite sans néphéline et phénocristaux d'olivine associés, dans les couches les plus élevées, à des agrégats d'augite. Pâte franchement cristalline à néphéline intersertale.

3. *A environ* 100 m *au-dessus du plancher : étindite mélilitique aphyrique* à grosses lattes de mélilite (2,5 mm) dans une mésostase fourmillant de petites sections carrées de néphéline et de microlites de mélilite et parsemée de minuscules octaèdres de pérowskite. Fantômes de leucite.

4. *Sommet de la caldère : leucitenéphélinite porphyrique à mélilite* bien connue, mais décrite en dernier lieu par Th. G. Sahama ([5]) sous le nom de *Nepheline Aggregate Lava* (analyse A). Se distingue de 1 par les grandes dimensions de ses agrégats à néphéline prédominante (sans kalsilite) associée à la leucite et par la présence de mélilite et d'un peu d'olivine dans la pâte. Des blocs de la même larve, *à agrégats parfois énormes*, sont éboulés sur le plancher de la caldère.

5. *Dyke sud-ouest : leucitenéphélinite porphyrique* riche en K_2O (analyse B), *passant à l'albanite.* Agrégats de néphéline sans leucite. Pâte holocristalline à néphéline et leucite. La néphéline, probablement très potassique, des agrégats montre parfois de la kalsilite microperthitique en exsolution. Mélilite et olivine non observées. Noter la grande analogie chimique entre cette lave et la précédente.

6. *Laves de la plate-forme* (échantillons prélevés à la surface et dans les crevasses à 0,50 et 6 m de profondeur) : *leucitenéphélinites aphyriques à mélilite,* compactes en profondeur, scoriacées à la surface. Leucite non maclée. La mélilite, très accessoire, n'a pas été observée au niveau de — 0,50 m. Par contre, à ce niveau, la lave, de microlitique devient microgrenue (petits cristaux d'apatite et calcite primaire) et *passe à la microniligongite.*

7. *Lave de la « rimaye » : étindite mélilitique aphyrique* très scoriacée, à larges vacuoles polygonales. Gros microlites de mélilite à macles cruciformes dans une pâte formée d'éponges de mélilite englobant des cristaux entiers ou des fragments anguleux de néphéline, vraisemblablement

résorbée au cours de la consolidation. Leucite rare ou absente. Ni olivine, ni pérowskite (analyse C).

8. « *Cheveux de Pélé* » : fils minces ou épais de 1 mm au plus, droits, courbés ou pliés, garnis de renflements et parfois ramifiés (Ds. $= 2,85 \pm 0,01$; $N = 1,605 \pm 0,001$). L'analyse D montre une étroite analogie entre la composition chimique de ce verre et celle de la *leucitenéphélinite mélilitique aphyrique* (analyse E) [6] prélevée par F. Delhaye, en 1922, à 3 077 m d'altitude, dans une coulée des pentes du Nyiragongo, au-dessus du Shaheru; ou encore avec celle de nombreuses autres laves du cône principal et de ses satellites.

Composition centésimale.

	A.	B.	C.	D.	E.
SiO_2....	39,88	42,48	40,98	39,1	39,70
Al_2O_3...	17,07	19,60	14,85	14,4	15,06
Fe_2O_3...	5,75	4,52	4,40	2,3	5,19
FeO....	5,94	4,57	7,98	10,1	7,97
MnO...	0,28	0,31	0,27	0,1	0,11
MgO...	3,28	3,19	4,46	5,5	4,28
CaO....	10,54	10,50	13,15	11,0	13,62
Na_2O...	5,72	4,92	5,89	5,4	5,78
K_2O....	7,03	7,37	2,12	4,9	4,82
TiO_2...	2,38	2,16	2,39	2,9	3,02
P_2O_5....	1,12	1,03	1,25	2,2	0,84
H_2O^+...	0,39	0,00	1,18	1,8	–
H_2O^-...	0,16	0,00	1,60		–
CO_2....	0,36	0,00	tr.	0,0	–
Cl_2.....	–	–	–	–	tr.
S.......	–	–	–	0,1	–
BaO....	–	–	–	tr.	–
	99,90	100,65	100,52	99,8	100,39

Composition virtuelle.

		A.	B.	C.	D.	E.
Or.........		–	–	0,28	–	–
An.........		0,56	9,45	8,06	0,56	0,83
Né.........		21,13	22,44	22,98	24,71	26,70
Lc.........		32,70	34,44	9,37	22,67	22,24
D (*)	*c*.....	5,86	6,32	19,60	9,28	9,28
	m....	4,05	4,70	11,20	4,85	5,80
	f.....	1,32	0,99	7,32	4,15	2,90
W..........		–	–	0,81	–	–
Fo..........		2,87	2,31	–	6,27	3,36
Fa..........		1,02	0,46	–	5,92	1,94
Cs.........		8,90	6,58	–	5,50	12,21
Ma.........		8,35	6,50	6,50	3,25	7.66
Ilm.........		4,56	4,26	4,56	5,47	5,78
Ap.........		2,69	2,35	3,02	5,04	2,02
Py.........		–	–	–	0,18	–
Ca.........		0,80	–	–	–	–

(*) Dc = $CaSiO_3$, Dm = $MgSiO_3$, Df = $FeSiO_3$ du diopside virtuel.

Paramètres paramagnétiques :

A. (II) III.9.1.3 [2(3).3.3.3] An. de Pentti Ojanperä *in* Th. G. Sahama, (5), n° 93, p. 15.

B. II'.8(9).'2.3 [2'.3.3.3] An. de J. Heirwegh (Lab. Minér., Univ. Bruxelles, n° C 4969).

C. III.8'.2.4 [2.1.3.3] An. de J. Heirwegh (Lab. Minér., Univ. Bruxelles, n° C 4959).

D. III.9.1.(3).4 [2.3.'3.3] An. de P. I. Bothwell (Lab. Minér., Univ. Bruxelles, n° C 4972).

E. III.9.1.(3).4 [2.3.3.3] A. de F. Raoult (Muséum, Paris, n° N 165) *in* M. E. Denaeyer [6].

La publication prochaine des études récentes du massif du Nyiragongo (missions Sahama, 1954; Denaeyer, 1954 et 1956) et de la nouvelle exploration de la caldère (1956) par un ingénieur du Service Géologique du Congo belge compléteront les observations préliminaires présentées ici.

(1) H. Tazieff, *Bull. Soc. belge Géol.*, 58, 1949, p. 165.

(2) H. Tazieff, *L'eau et le feu*, Paris, 1954.

(3) C. Sorotchinsky in H. Tazieff, *Mém. Serv. Géol. Congo belge*, n° 1, 1950, p. 91.

(4) M. E. Denaeyer, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 80.

(5) *Ann. Acad. Sc. Fennicæ*, série A, 3, n° 35, 1953, p. 1-25.

(6) Reproduite de M. E. Denaeyer, *loc. cit.*, litt. D.

GÉOLOGIE. — *Plissements cadomiens et plissements sudètes dans l'île de Jersey.*

Note de M. **Maurice J. Graindor**, présentée par M. Paul Fallot.

Il existe dans l'île de Jersey la trace d'au moins deux phases tectoniques importantes (cadomienne et sudète). La géologie de cette île constitue un intéressant jalon entre la Normandie et la Bretagne et suggère une interprétation des mouvements sudètes dans cette partie du Massif Armoricain.

Les roches de l'île de Jersey se répartissent en intrusives, sédimentaires et éruptives.

Je classe les roches intrusives de Jersey en trois groupes, abstraction faite des intrusions mineures telles que filons ou apophyses des venues majeures; ce sont : le complexe dioritique et les deux granites, « ancien » et « récent », pour conserver la terminologie en usage dans la géologie jersiaise.

Le complexe dioritique comprend un ensemble de roches caractérisées par la présence de hornblende, feldspaths calcosodiques, biotite et quartz, en abondance très variable. Parmi ces roches, il y a des épidiorites, où la hornblende paraît dériver d'un pyroxène; ce sont des roches assez altérées ayant subi des actions tectoniques marquées. Au microscope, l'analogie avec les diorites du continent paraît certaine.

Les roches du groupe dioritique affleurent en trois points principaux disposés suivant une direction Nord-Ouest-Sud-Est. Mais cette direction ne paraît pas être la direction originelle qui me semble avoir été Nord-Est-Sud-Ouest d'après mes observations à l'Est de Saint-Helier, la direction Nord-Ouest-Sud-Est étant due à une déformation postérieure au mouvement cadomien.

Le granite « ancien » rappelle par sa structure les granites écrasés de la Hague, riches en phénomènes de cataclase, avec chlorite abondante et feldspaths fragmentés. Ce granite est recoupé par des venue du granite « récent ».

Une série d'affleurements que l'on suit plus ou moins facilement du fait des mauvaises conditions d'observation, est orientée Nord-Est-Sud-Ouest, de Montorgueil (Gorey) à Elizabeth Castle (Saint-Helier) : c'est une direction cadomienne. Ce granite qui ne métamorphise pas le Briovérien a été repris par les plissements cadomiens.

Le granite « récent », par contre, est entouré d'une assez large auréole de métamorphisme dans les phyllades du Briovérien. Ce granite forme, je le rappelle, deux bandes subparallèles, l'une dans le quart Nord-Ouest de l'île (granite de l'Etacq-Mont Mado), l'autre dans le quart Sud-Ouest de l'île (granite de Corbières-Saint-Aubin), cette dernière, au-delà de la baie de Saint-Aubin, se prolonge par le granite de Saint-Clément de même direction, après avoir traversé et plus ou moins digéré le groupe des roches dioritiques. C'est un granite à amphibole, caractère qui le distingue des granites antécambriens de Normandie (en particulier de celui d'Athis bien daté par une discordance stratigraphique). Par ailleurs, on a souvent admis l'analogie de ce granite « récent » avec celui de Flamanville, hypothèse renforcée — dans la mesure où l'argument peut être pris en considération — par l'étude des minéraux lourds [*cf.* A. W. Groves ([1])]. Les contacts de ce granite avec les phyllades du Briovérien évoquent les caractères d'un granite syncinématique : allure linéaire de la bande sédimentaire qui sépare les deux bandes granitiques, variation des faciès du granite — certains auteurs y avaient vu diverses intrusions —, disposition concordante du granite avec les assises du Briovérien au contact, enfin absence de mylonite sauf accessoirement. La dualité apparente de formation du granite de l'Etacq et de celui du Mont Mado, admise pendant longtemps, paraît s'expliquer précisément par ce caractère de granite syncinématique où un même phénomène prend des aspects différents et où la mise en place du granite peut paraître tantôt antérieure, tantôt postérieure au mouvement,

La phase tectonique à laquelle se rattache la mise en place du granite « récent » est très vraisemblablement antérieure aux mouvements sudètes. car ce serait le seul cas dans le Massif Armoricain d'un granite de cet âge et, de plus, ce granite est représenté parmi les galets du poudingue de Rozel. Elle semble aussi nettement postérieure aux mouvements cadomiens, au moins dans leur phase paroxysmale à laquelle est dû le plissement du Briovérien, puisqu'une schistosité postérieure Est-Ouest recoupe la schistosité primitive parallèle à la direction Nord-Est-Sud-Ouest qui affecte le Briovérien.

Deux hypothèses sont alors admissibles : la mise en place de ce granite est liée aux mouvements bretons : en faveur de cette hypothèse, je rappellerai que c'est le cas du granite de Flamanville affecté par deux phases tectoniques dont la seconde est sudète ([2]); ou bien la mise en place du granite « récent » est liée à une phase cadomienne tardive. Peut-être un jour sera-t-il même possible de distinguer deux phases cadomiennes à Jersey; cela expliquerait la différence très notable qui existe entre la structure du Briovérien moyen de Waterworks Valley et celle du Briovérien supérieur de Tesson Mill.

Les roches sédimentaires appartiennent au Briovérien, à l'exception

du poudingue de Rozel, lequel n'est pas permien, mais vraisemblablement carbonifère ([3]). Dans la partie occidentale de l'île où le Briovérien est surtout représenté, celui-ci est divisé par une faille parallèle à la direction du granite jeune, mettant en contact au Nord le Briovérien moyen (étage de Villiers-Fossard X^{2b}), et au Sud le Briovérien supérieur (étage de la Laize X^{3b}). Le Briovérien de l'étage de Granville (X^{3a}) n'est représenté, semble-t-il, que dans le Nord de l'île, à l'Ouest de Long Echet.

Les roches volcaniques comprennent, de bas en haut : une série d'andésites, puis de rhyolites. Leur âge antécambrien me semble fondé sur la présence de ces roches en galets dans le poudingue cambrien de la Hague et d'Aurigny. La difficulté d'interprétation peut venir de l'étalement de la masse énorme que paraît représenter le complexe volcanique. Les contacts entre les andésites et les phyllades du Briovérien, la variation de direction et les plissottements des rhyolites permettent d'admettre que les formations volcaniques ont été plissées par les mouvements cadomiens. D'autre part, ces mêmes formations sont affectées par des accidents plus ou moins parallèles à la direction Nord-Ouest-Sud-Est, produisant des écailles où, au milieu des rhyolites, apparaissent non seulement des andésites, mais même des phyllades du Briovérien moyen, comme à l'Est de Rozel Manor. Si l'âge de ces rhyolites est bien antécambrien, comme tout le laisse prévoir, il s'ensuit que, très vraisemblablement, elles appartiennent aux mêmes émissions que celles de Saint-Germain-le-Gaillard (Manche) que j'ai admises à peu près contemporaines de l'étage de Granville (X^{3a}).

Conclusion. — Des observations résumées et interprétées ci-dessus, il résulte :

1° qu'il y a deux directions tectoniques majeures à Jersey ([4]), l'une cadomienne Nord-Est-Sud-Ouest ayant affecté le complexe dioritique, le granite « ancien » et le Briovérien, l'autre de direction Nord-Ouest-Sud-Est parallèle à la direction du synclinal dont le poudingue de Rozel occupe le fond : les dislocations selon cette dernière direction affectent le Briovérien, le complexe dioritique, le granite « ancien » par des décrochements et donnent au granite « récent » et au poudingue de Rozel sa direction transversale par rapport à la direction cadomienne;

2° que la direction Nord-Ouest-Sud-Est suivant laquelle le conglomérat de Rozel est plissé doit être attribuée au plissement sudète « le plus important » comme l'a fait remarquer P. Pruvost ([5]). Il faut admettre que la direction, habituellement varisque, des plis sudètes en Normandie est modifiée entre Jersey et le continent. L'interprétation que je propose ici s'accorde avec les observations que j'ai faites récemment, montrant la présence de la diorite quartzique de Coutances à la Chaussée des Bœufs ([6]). J'ai encore retrouvé cette diorite aux Minquiers. Enfin une prospection sous-marine au Sud-Ouest de l'archipel de Chausey m'a permis de recon-

naître la présence d'une zone écaillée où apparaissent en lames les grès carbonifères d'Erquy-Regnéville et des phtanites du Briovérien (X^{2a}), avec d'autres formations du Briovérien ou avec le granite de Chausey;

3° que l'on est ainsi amené à admettre que la direction générale, et assez régulière, des plis antérieurs aux mouvements sudètes se trouve brisée entre la Normandie et la Bretagne, rendant difficiles certains essais d'une esquisse structurale simplifiée.

(1) A. W. GROVES, *Geol. Mag.*, 67, 1930, p. 218-240.
(2) N. R. MARTIN, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 251.
(3) M. J. GRAINDOR, *C. R. somm. S.G.F.*, séance du 17 décembre 1956 (à paraître).
(4) P. TEILLARD DE CHARDIN, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 4e série, 19, 1919, p. 273-279.
(5) P. PRUVOST, *Ann. Hébert et Haug*, 7, 1949, p. 345-360.
(6) M. J. GRAINDOR et M. M. ROBLOT, *Bull. S.G.F.*, 6e série, 6, 1956, p. 115-126.

GÉOLOGIE. — *Présence de griottes d'âge Viséen à Cabrières (Hérault).* Note de M. **MARCEL MAUREL**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La stratigraphie du Carbonifère inférieur de la Montagne Noire est connue depuis les travaux de R. Böhm (1). Le Dinantien n'est représenté que par le Viséen; on admet qu'il y a lacune du Tournaisien.

La série débute par des lydiennes, se continue par des calcaires, calcaires de Faugères, et se termine par un complexe schistogréseux, avec lentilles calcaires, d'âge Viséen supérieur.

Jusqu'à présent, le faciès des calcaires griottes n'était connu qu'au Famennien. Mais c'est la découverte, en plusieurs points de la région de Cabrières, d'une faune viséenne au sein de ces griottes, qui nous a permis de constater que ce faciès avait une plus grande extension.

Les fossiles, dont les déterminations ont été contrôlées par G. Delépine, comprennent quelques gastéropodes : *Loxomena sulcatum* De Kon.; mais surtout des céphalopodes : *Merocanites applanatus* Frech, *Pericyclus hauchecornei* Holzapfel, *Beyrichoceras micronotum* Phillips, *Beyrichoceras hispanicum* Foord et Crick.

Ce dernier genre a été recueilli par G. Delépine dans les griottes carbonifères des Asturies (2) et sa présence n'avait pas encore été signalée en Montagne Noire.

Si l'ensemble de la faune confirme le Viséen, la présence des genres *Beyrichoceras* nous montre déjà une affinité avec le Viséen supérieur, ce qui établit un parallélisme avec les griottes des Asturies.

De plus, la lacune tournaisienne se trouve matérialisée par des surfaces corrodées et des couches détritiques avec croûtes ferrugineuses. Ces surfa

d'usure entament profondément le Famennien qui n'est représenté en ces lieux que par l'assise basale à *Cheiloceras planilobus* Sdbg., ou les premières zones à Clyménies. D'autre part les couches à lydiennes sont absentes.

Enfin la coexistence de deux faciès similaires donne la raison pour laquelle ces griottes carbonifères avaient été portés sur la feuille de Bédarieux (1/80 000^e) comme Famennien.

En résumé, la présence, dans la région de Cabrières, de griottes d'âge Viséen est paléontologiquement démontrée. Ces couches reposent par l'intermédiaire de surfaces corrodées et de couches ferrugineuses détritiques sur un Famennien incomplet.

(1) *Études sur les Faunes du Dévonien supérieur et du Carbonifère inférieur de la Montagne Noire*, Montpellier, 1935.

(2) *Mém. Acad. Sc.*, 66, 2^e série, 1943.

PÉDOLOGIE. — *Essais de synthèse des minéraux argileux à partir de gels de silice.* Note (*) de M. **Stéphane Hénin**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Au cours de travaux antérieurs, nous avons montré qu'on pouvait réaliser la synthèse des minéraux argileux, en particulier de l'antigorite, en maintenant plusieurs semaines à l'ébullition dans un ballon de pyrex des solutions de sels de magnésium ou de nickel et de chlorure de sodium (1), (2). Dans ces conditions, c'est le verre qui fournit la silice entrant dans la composition du silicate. Ce fait montrait la possibilité de préparer des minéraux argileux en partant de silice non en solution; nous avons alors tenté d'apporter ce corps sous forme de gels.

Pour préparer ceux-ci, nous avons précipité la silice à partir de solution de silicate de soude par addition soit d'acide chlorhydrique, de chlorure de calcium ou de sulfate d'alumine. Après un lavage rapide le précipité ainsi obtenu a été utilisé directement.

Il fallait éviter l'emploi de récipients en verre susceptibles de nous fournir de la silice. Nous avons utilisé des gobelets en matière plastique après avoir constaté que les récipients en métal risquaient de s'altérer au cours des expériences. Il n'était pas possible par ailleurs de disposer de platine en quantité suffisante. Or, l'emploi de la matière plastique présentait cependant un gros inconvénient car elle ne résiste pas à des températures de l'ordre de 100° auxquelles nous travaillons habituellement; il a fallu opérer à 80°. Ce fait, s'il renforce la valeur de nos conclusions en rapprochant les conditions des expériences de celles qui règnent dans le milieu naturel, ralentit la vitesse d'évolution du milieu ainsi que nous l'avons montré dans un autre travail (3).

Les résultats obtenus mettent en évidence que dans certaines conditions les structures de minéraux argileux tendent à se constituer. Les raies des diagrammes de rayons X correspondant aux séries *hko* sont souvent assez nettes, par contre les raies correspondant aux séries *ool* sont presque toujours floues et jamais très bien définies. Toutefois, la structure des produits recueillis persiste après chauffage à 500° quand ils sont de type montmorillonitique et à 400° quand ils sont de type antigorite. D'autre part, les courbes de thermobalance mettent en évidence des départs d'eau à haute température correspondant d'ailleurs à celles pour lesquelles les minéraux analogues perdent leur eau structurale. On constate enfin d'importants départs d'eau à basse température et cet ensemble de faits montre que s'il y a eu certainement évolution vers un état cristallin, celui-ci n'intéresse qu'une partie des matériaux recueillis le reste étant encore à l'état amorphe. Cette conclusion se trouve d'ailleurs confirmée par le comportement des témoins qui présentent tous les caractères des produits colloïdaux tant par leur diagramme de rayons X que vis-à-vis des méthodes thermiques et si, dans quelques cas, il s'est formés des produits cristallisés ceux-ci ne présentaient plus les diagrammes x caractéristiques ni l'hydratation des minéraux argileux.

Bien qu'on ait procédé à une cinquantaine d'expériences dans lesquelles le traitement a duré jusqu'à sept semaines les produits n'ont jamais présenté une très bonne cristallinité. Ce fait nous paraît imputable aux conditions de travail elles-mêmes. En effet, dans nos essais de synthèse antérieurs la silice est apportée sous forme de solution ou provient du ballon, c'est-à-dire que ce constituant est toujours à des concentrations très faibles. Dans ces nouvelles expériences il y a dès le départ une masse relativement importante de gel dont l'évolution n'est commandée que par les conditions de milieu, il en résulte que celles-ci n'intéressent qu'une partie du produit initial. D'ailleurs lors des lavages qui succèdent à la récupération des gels, après expérience, on observe au cours de la centrifugation une séparation de la masse et quand celle-ci est séchée il se constitue une croûte qui renferme la fraction la plus évoluée. Notons que c'est sur cette fraction qu'ont été effectués les essais de contrôle et que celle-ci s'est toujours montrée plus évoluée que la fraction plus grossière séparée au cours de la centrifugation.

Dans le tableau suivant nous avons reproduit les conditions expérimentales et les résultats les plus caractéristiques obtenus au cours de ces essais.

On constate qu'il est possible de faire évoluer des gels vers un état cristallin correspondant à divers types phylliteux. Il faut remarquer que cette évolution ne se produit pratiquement pas en l'absence de certains électrolytes dont les éléments n'entrent cependant pas dans la compo-

sition des minéraux argileux tels que ClNa. Les précipités contenant silice et alumine ont peu évolué sauf avec Cl_2Mg après saturation. Ce sont surtout les gels de silice précipités par ClH ou Cl_2Ca qui ont évolué le plus aisément. Il tend à se former des produits montmorillonitiques en présence de Cl_2MgN et des substances antigoritiques avec Cl_2Mg à saturation. Ainsi ces résultats se rapprochent de ceux qui ont été obtenus au cours des essais de synthèse antérieurs. Ils montrent qu'il doit être possible d'obtenir des silicates phylliteux à partir de gel.

Gel initial.	Solution utilisée.	Résultat obtenu.	Méthode de contrôle.
SiO_2	ClNan ; Cl_2Mgn	Montmorillonite	RX thermobalance
SiO_2	Eau	Amorphe	RX thermobalance
SiO_3Ca	ClNan ; Cl_2Mg$n/5$	Produits mal cristallisés non phylliteux	RX
SiO_3Ca	ClNan ; Cl_2Mgn	Montmorillonite	RX
SiO_3Ca	ClNan ; Cl_2Mg saturé	50 % antigorite produits colloïdaux	RX thermobalance
$\frac{SiO_2}{Al_2O_3}=2$	ClNan ; Cl_2Mg saturé	30 % antigorite produits colloïdaux	RX thermobalance
$\frac{SiO_2}{Al_2O_3}=4$	ClNan ; Cl_2Mg saturé	60 % antigorite produits colloïdaux	RX thermobalance

Toutefois, la nécessité d'introduire dans le milieu certains électrolytes donne à penser que cette évolution n'est pas spontanée et que les gels doivent subir une certaine transformation, correspondant peut-être à la mise en solution de leurs constituants pour que cette évolution se produise. C'est peut-être pour cette raison que divers auteurs n'ont pu obtenir la transformation de gel au cours de leurs expériences.

(*) Séance du 2 janvier 1957.
(1) S. Hénin et O. Robichet, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2554.
(2) S. Caillère, S. Hénin et J. Esquevin, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1535.
(3) S. Caillère, S. Hénin et J. Esquevin, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 810.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Influence de la structure de la croûte sur les déformations causées par les marées océaniques.* Note de M. **Georges Jobert**, transmise par M. Charles Maurain.

Les marées océaniques provoquent un fléchissement de la croûte terrestre qui est souvent supérieur à celui qui est causé directement par les marées de l'ensemble du Globe. Dans l'étude de ces dernières il convient donc d'éliminer cet effet indirect par un calcul précis effectué à partir des données marégra-

phiques sur les côtes voisines de la station clinométrique. Ce calcul a été effectué déjà à plusieurs reprises [(1), (2), par exemple], par application de la méthode de Boussinesq à une croûte schématisée par un demi-espace élastique, isotrope et homogène. L'analyse de l'influence des zones océaniques de plus en plus éloignées de la station a conduit chaque fois à admettre une variation de la rigidité en fonction de cette distance de la charge à la station. Shida supposait une croissance linéaire, ainsi que le fait Nishimura dans une étude plus récente (3). Ceci nous a conduit à faire le calcul complet dans le cas d'un milieu hétérogène.

Nous avons fait le calcul du déplacement et de la pente superficiels avec les hypothèses suivantes

1° Le corps élastique, isotrope occupe le demi-espace $z > 0$.

2° Ses propriétés élastiques ne dépendent que de la profondeur z.

3° Il est soumis uniquement à des pressions superficielles décrites à l'aide d'une seule coordonnée.

De façon plus précise nous nous placerons dans les deux cas suivants :

A. Symétrie de révolution autour d'un axe vertical Oz. Coordonnées cylindriques : r, θ, z.

B. Déformations planes. Constance le long des droites parallèles à Oy. Coordonnées cartésiennes : $Oxyz$.

Ces deux cas conduisent à des calculs parallèles et l'on peut les traiter simultanément. Nous utiliserons pour cela les transformations de Hankel et de Fourier.

Dans le cas A nous poserons

$$\text{composante radiale :}\quad u(r, z) = \int_0^{+\infty} U(s, z)\, J_1(sr)\, ds;$$

$$\text{» verticale :}\quad w(r, z) = \int_0^{+\infty} W(s, r)\, J_0(sr)\, ds.$$

Dans le cas B, nous poserons

$$\text{Composante horizontale :}\quad u(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} U(s, z)\, e^{-isx}\, ds;$$

$$\text{» verticale :}\quad w(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} W(s, z)\, e^{-isx}\, ds.$$

Les équations différentielles obtenues pour les « amplitudes » U et W sont à coefficients constants dans le cas où :

le coefficient de Poisson reste constant dans tout le corps;

la rigidité varie exponentiellement avec la profondeur.

Nous poserons

$$\lambda = k\mu \qquad \text{et} \qquad \mu = \mu_0\, e^{mz}.$$

On obtient alors pour les composantes du déplacement des expressions de la forme

$$u_A = \mu_0^{-1} \int_0^{\infty} q_A(s)\,(E_1 e^{\sigma t_1} + E_2 e^{\sigma t_2})\,J_1(sr)\,ds,$$

$$w_A = \mu_0^{-1} \int_0^{\infty} q_A(s)\,(\sigma_1 E_1 e^{\sigma t_1} + \sigma_2 E_2 e^{\sigma t_2})\,J_0(sr)\,ds;$$

$$u_B = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} q_B(s)\,(E_1 e^{\sigma t_1} + E_2 e^{\sigma t_2})\,e^{-isx}\,ds,$$

$$w_B = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} q_B(s)\,(\sigma_1 E_1 e^{\sigma t_1} + \sigma_2 E_2 e^{\sigma t_2})\,e^{-isx}\,ds;$$

les quantités $q_A(s)$ et $q_B(s)$ étant données en fonction de la pression superficielle $p_A(r)$ et $p_B(x)$ par

$$q_A(s) = \int_0^{\infty} p_A(r)\,J_0(sr)\,sr\,dr, \qquad q_B(s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} p_B(x)\,e^{isx}\,dx.$$

Les fonctions E_j et t_j, σ_j, sont des fonctions complexes de s. Le calcul des intégrales dans le cas général est impraticable. Mais si l'on se borne au déplacement superficiel, on obtient après des calculs assez longs les deux amplitudes (au facteur q près) :

$$F(s) = (2\beta - m)\,(2\beta + m)^{-1}\,(2\beta - km)\,[4s\beta(k+1)]^{-1},$$
$$-G(s) = (2\beta - m)\,(2\beta + m)^{-1}\,[(k+2)\,2\beta - km]\,[4(k+1)\,s^2]^{-1},$$

avec

$$2\beta = \mathrm{Re}[m^2 + 4s^2 - 4im\alpha s]^{\frac{1}{2}} > 0 \qquad \left(\alpha = \frac{k}{k+2}\right).$$

Si la rigidité croît avec la profondeur ($m > 0$) on peut considérer l'effet d'une charge concentrée : $q_A(s) = -Qs$. Si l'on utilise les variables réduites $s = mt$, $\beta = mu$, $r = x/m$, $g(t) = mG(s)$, on obtient pour le déplacement vertical :

$$w = -\mu_0^{-1} Q \int_0^{\infty} t\,g(t)\,J_0(tx)\,m\,dt.$$

Pour un milieu homogène on aurait

$$w_0 = +\mu_0^{-1} Q \int_0^{\infty} \frac{k+2}{2(k+1)}\,J_0(tx)\,m\,dt.$$

On en déduit la différence des pentes $\partial w/\partial r = \tau$:

$$\Delta\tau = \tau - \tau_0 = \mu_0^{-1} Q \int_0^{\infty} \left[t^2 g(t) + \frac{k+2}{2(k+1)}\,t\right] m^2\,J_1(tx)\,dt.$$

Quand t est supérieur à 5, u diffère très peu de t (moins de 1 %). On peut

alors écrire

$$\Delta\tau = Qm^2\mu_0^{-1}\left[\int_0^A\left[\frac{k+2}{2(k+1)}(t-u)+\frac{1}{2t+1}-\frac{1}{2u+1}\right]J_1(tx)\,dt + \int_0^\infty\left[\frac{3k+4}{4(k+1)}-\frac{1}{2t+1}\right]J_1(tx)\,dt\right].$$

La dernière intégrale s'exprime au moyen de la fonction de Struve $H_{-1}(x/2)$. On a d'autre part

$$\tau_0 = \frac{-Qm^2(k+2)}{2\mu_0 x^2(k+1)}.$$

Quand x est assez petit on peut écrire

$$\tau \# -\frac{Qm^2(k+2)}{2\mu_0 x^2(k+1)}\left[1-\frac{3k+4}{2(k+2)}x\right].$$

L'inclinaison, pour une distance $r = x/m$ donnée entre la charge et la station, est la même que si la rigidité était uniforme et avait la valeur

$$\mu_e(x) = \mu_0\left[1-\frac{3k+4}{2(k+2)}x\right]^{-1} \# \mu_0\left[1+\frac{3k+4}{2(k+2)}mr\right].$$

On trouve ainsi en première approximation une loi linéaire au voisinage de la station.

Comme application numérique utilisons les résultats de l'étude empirique de Nishimura, qui obtient la loi : $\mu = 3{,}98.10^{11} + 1{,}19.10^9\, r$ (r en km).

On obtient pour la profondeur $1/m$ correspondant à une loi de variation exponentielle de la rigidité avec la profondeur, la valeur : $[(3k+4)/6(k+2)]\,10^3$.

Pour $k = 1$, $\lambda = \mu$, $\sigma = 0{,}25$, on a : $1/m = 389$ km.

Cette profondeur est de l'ordre de la moitié de celle que l'on obtiendrait à partir de la loi de variation donnée par Bullen, en cherchant la profondeur z pour laquelle $\mu(z) = e.\mu(0)$.

(1) T. Shida, *Mem. Coll. Sci. Kyoto*, 4, n° 1, 1912.
(2) R. Takahasi, *Bull. Earth. Res. Inst.*, 6, 1929, p. 85.
(3) E. Nishimura, *Trans. Amer. Geophys. Union.*, 31, n° 3, 1950, p. 357.

PHYTOPHYSIOLOGIE. — *Étude de la composition de quelques excrétions radicellaires.* Note (*) de MM. **Charles Dehay** et **Michel Carré**, présentée par M. René Souèges.

Les excrétions radicellaires diffusées dans l'eau distillée et étudiées par les méthodes d'analyse chromatographique présentent une certaine variété de composition suivant l'espèce végétale en cause. Les substances les plus fréquemment représentées sont, outre CO_2, l'acide citrique et l'acide aspartique.

Le problème des excrétions radicellaires a donné lieu dans ces dernières

années à maintes observations nouvelles et les travaux de Delœil, Guyot et collaborateurs ont attiré l'attention sur les incidences phytosociologiques de ces excrétions dont la réalité et la toxicité ne sauraient être mises en doute [1]. Pour notre part, nous nous sommes efforcés de rechercher la nature de leurs composants et nous avons utilisé, à cet effet, les méthodes modernes d'analyse par chromatographie (suivant les techniques de Boulanger et Biserte). La présente Note a pour objet de rapporter les premiers résultats de ces analyses.

Déjà, antérieurement, l'excrétion d'acides organiques ou d'acides aminés avait été signalée à propos des nodosités de Légumineuses (Virtanen, 1931), puis chez les racines de Maïs (Kandler, 1951). Enfin, la présence de 6-méthoxy-7-hydroxycoumarine dans les excrétats de l'Avoine a été mise en évidence par Eberhardt (1954).

Nos premiers essais ont porté sur un certain nombre d'espèces très communes, parmi lesquelles une majorité de Légumineuses.

Pour la commodité de l'expérimentation, nous avons utilisé un matériel jeune obtenu par germination de graines, en veillant à ce que ces dernières ne soient jamais en contact avec le milieu dans lequel se développent les racines. A cet effet, nous avons employé divers artifices basés sur le principe des germoirs du type « Germinator », ce dernier ne servant lui-même que pour des germinations massives (plusieurs centaines de graines).

La germination étant obtenue en atmosphère humide, la radicule ne tarde pas à atteindre le liquide sous-jacent (en l'espèce de l'eau distillée stérile) y plonge et ses excrétions s'y dissolvent. (La méthode est également applicable aux bulbes dont nous avons étudié plusieurs représentants.) C'est à ces solutions, prélevées périodiquement et au plus tard après une dizaine de jours de végétation, que nous avons appliqué la méthode chromatographique, dont les résultats sont résumés dans le tableau.

L'examen de ce tableau nous révèle la présence constante de l'acide carbonique dans les excrétats radicellaires et celle très fréquente de l'acide citrique.

Par ordre de fréquence, signalons ensuite l'acide malique, l'acide aspartique, le glycocolle, parmi les mieux représentés, puis l'acide acétique, l'acide oxalique, l'acide glutamique, la sérine, l'alanine, etc.

Or, l'étude de la biochimie de la germination poursuivie par plusieurs auteurs [2] a démontré l'enrichissement manifeste de la graine en acides organiques au cours de ce phénomène. Il est intéressant de noter à ce propos qu'une partie de ces acides organiques élaborés n'est pas fixée rapidement dans la cellule végétale puisqu'on la retrouve à l'état libre dans les exsudats.

On remarquera les différences de composition caractérisant les excrétions des diverses espèces étudiées, certaines d'entre elles, comme l'*Helianthus annuus*, pouvant donner un résultat négatif, aucune substance n'ayant

Substances dissoutes.	Espèces étudiées.														
	Triticum sativum.	*Beta vulgaris.*	*Cannabis sativa.*	*Sinapis alba.*	*Linum usitatissimum.*	*Pisum sativum.*	*Soja hispida.*	*Faba vulgaris.*	*Phaseolus vulgaris.*	*Helianthus annuus.*	*Crocus sativus.*	*Narcissus pseudo-Narcissus.*	*Allium sativum.*	*Allium ascalonicum.*	*Hyacinthus orientalis.*
Acide carbonique....	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
» acétique.......				+	+										
» lactique.......													+		
» oxalique......					+				+						
» pyruvique.....					+										
» malique.......				+	+				+						
» tartrique......								+							
» citrique.......	+	+	+	+	+	+	+	+	+			+	+		
Glycocolle..........							+		+			+	+		+
Alanine.............		+												+	
Sérine..............								+	+						
Acide aspartique.....			+				+	+	+						+
Asparagine..........								+							
Acide glutamique....				+					+						+
Arginine...........							+								
Substances minérales.				SO_4											

été décelée sur les chromatogrammes. Dans ce cas particulier, seul le CO_2 a pu être mis en évidence (précipitation de l'eau de chaux et de l'eau de baryte par les solutions étudiées, concurremment avec de l'eau distillée témoin qui ne donne aucun louche).

Enfin, comme éléments peu communs dans cette série d'essais, notons l'ion SO_4 chez le *Sinapis alba.*

Le passage de toutes ces substances dans le milieu ambiant ne se produit généralement qu'après plusieurs jours de croissance (5 à 6 jours) et le CO_2, à partir du 3e jour. Ce passage présente un certain décalage par rapport à la période d'enrichissement dans la graine elle-même; mais, à partir de ce moment, il s'effectue avec la plus grande facilité.

Bien que l'acidité du milieu ambiant soit progressivement accentuée par ces excrétions, il ne semble pas, étant données les faibles proportions de substances diffusées, qu'elles soient les seules responsables de l'allélopathie caractérisant les rapports de voisinage entre végétaux différents. Les essais de germination effectués sur les solutions recueillies ont révélé certaines inhibitions — parfois passagères — et même exceptionnellement une stimulation. Cet aspect de la question est actuellement à l'étude.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) On en trouvera une bibliographie complète dans : GERHARDT GRUMMER, *Die gegenseitige Beeinflüssung höherer Pflanzen.* Allelopathie, Jena, 1955.

(2) R. DUPERON, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1139; R. DESVEAUX et Mme CH. KOZANI, *An. Agron.*, 3, 1952, p. 385; P. BOULANGER, J. CLAVEAU et G. BISERTE, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 577.

BIOCHIMIE VÉGÉTALE. — *Les anthocyannes de la baie dans le genre* Vitis. Note (*) de MM. **PASCAL RIBÉREAU-GAYON** et **PIERRE SUDRAUD**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Cette étude donne la composition chimique de la matière colorante rouge des raisins de douze espèces du genre *Vitis* comprenant les plus importantes; elle confirme la grande complexité de cette matière colorante. Le nombre des constituants varie de 6 dans le cas de *V. Monticola* à 17 dans le cas de *V. Lincecumii.*

Les méthodes précédemment décrites (1) pour l'étude de la matière colorante des raisins, appliquées à un grand nombre de cépages (2), ont montré la grande diversité des anthocyannes qui la constituent. Nous donnons aujourd'hui les résultats de l'étude de 12 espèces du genre *Vitis* (3); celles-là mêmes qui par différents croisements ont conduit aux hybrides actuellement répandus et sur lesquels seuls, jusqu'à maintenant, avaient porté nos investigations. Les résultats sont rassemblés dans un tableau.

Constituants de la matière colorante rouge de la baie dans le genre Vitis.

	Espèces.											
Constituants.	*V. Riparia.*	*V. Rupestris.*	*V. Lincecumii.*	*V. Æstivalis.*	*V. Coriacea.*	*V. Labrusca.*	*V. Arizonica.*	*V. Berlandieri.*	*V. Rubra.*	*V. Monticola.*	*V. Cordifolia.*	***V. Vinifera.***
Nombre total......	14.	12.	17.	9.	7.	10.	12.	9.	12.	6.	11.	**9.**
					Pourcentage de chacun d'eux :							
Cyanidol :												
Monoglucoside.....	2	–	29	30	58	5	8	8	5	3	10	3
Diglucoside.......	5	2	2	3	4	–	1	–	1	–	–	–
Pœnidol :												
Monoglucoside.....	–	–	7	11	6	10	14	16	20	5	11	**15**
Diglucoside.......	2	8	3	4	4	1	10	2	1	–	2	–
Delphinidol :												
Monoglucoside....	14	9	17	30	20	21	13	23	30	36	15	**12**
Diglucoside.......	12	34	1	–	–	–	–	–	1	–	–	–
Petunidol :												
Monoglucoside.....	10	3	8	10	4	15	10	20	20	26	18	**12**
Diglucoside.......	17	22	1	–	–	1	–	1	2	–	2	–
Malvidol :												
Monoglucoside.....	6	2	4	6	–	33	29	26	16	27	30	**35**
Diglucoside.......	21	8	1	2	–	2	10	2	2	–	5	–
Constituants non identifiés............	11	12	27	4	4	12	5	2	2	3	7	**23**

Au cours de cette nouvelle étude, utilisant les mêmes méthodes chromatographiques, nous avons amélioré la précision de l'estimation des spots par l'enregistrement photométrique des bandes chromatographiques suivi du planimétrage des courbes obtenues. Toutefois on sait que la chromatographie à une dimension ne sépare pas tous les anthocyanosides; aussi l'interprétation des courbes doit toujours se faire en présence du chromatogramme à deux dimensions correspondant; celui-ci permet en effet une bonne séparation, donc une étude correcte, des constituants de la matière colorante des raisins rouges.

D'autre part, l'appareil que nous utilisons donne la variation de la densité optique en fonction du déplacement de la bande devant une fente lumineuse. Les coefficients d'absorption spécifique de chaque substance n'étant pas connus et étant probablement différents, les chiffres obtenus ne peuvent pas être rapportés aux concentrations moléculaires; ils représentent par rapport à la densité optique totale de la matière colorante, le pourcentage de la densité optique de chaque substance. Quoi qu'il en soit, cette méthode plus objective est bien supérieure à la simple obser-

vation visuelle précédemment employée et elle donne des résultats beaucoup plus précis et plus près de la réalité.

Par rapport à nos précédentes conclusions, il faut citer quelques différences pour *V. Vinifera :* absence totale de diglucosides, présence de deux nouvelles substances à concentration assez faible et ayant des R_f élevés dans le butanol-acétique. Il est d'ailleurs bien évident que deux échantillons de la même espèce peuvent présenter de légères différences, notamment en fonction du degré de maturité.

Notre étude appelle d'autres remarques importantes. D'abord toutes les espèces américaines ne sont pas caractérisées par la prédominance des diglucosides [leur prédominance chez la plupart des hybrides franco-américains aurait pu le laisser supposer ([1]), ([2])]; ce caractère est uniquement spécifique de *V. Riparia* et *V. Rupestris.* Nous avons déjà eu l'occasion d'expliquer ([4]) pourquoi la majorité des hybrides producteurs ont ce caractère, tout en insistant sur le fait que l'on peut s'attendre à trouver un faible pourcentage d'entre eux exempt de diglucosides donc apparenté à *V. Vinifera.* Par conséquent, la prédominance des diglucosides prouvera sans ambiguïté que l'on a affaire à un fruit (ou un vin) d'hybrides, mais leur absence ne signifiera pas forcément qu'il s'agit d'un fruit (ou d'un vin) de *V. Vinifera.* Grâce à cette remarque la considération de la matière colorante garde un réel intérêt pour la différenciation des vins bien qu'elle ne soit pas absolue comme le laissent supposer certains travaux ([5]).

Une autre remarque intéressante est l'importance des dérivés ayant 2 OH sur le noyau latéral (cyanidol, pœnidol). Avant que nous n'identifions l'un de ces dérivés en 1954, il ne semble avoir été trouvé qu'une seule fois par Robinson ([6]) en 1932 dans un cépage d'Afrique du Sud; aucun des auteurs qui par la suite ont étudié la matière colorante des raisins rouges n'en ont signalés. Pourtant nous voyons que ces dérivés existent dans toutes les espèces et dans certaines même ils représentent la plus grande partie de la matière colorante (*V. Coriacea, V. Lincecumii*).

(*) Séance du 2 janvier 1957.

([1]) P. Ribéreau-Gayon, *C. R. Acad. Agric.*, 39, 1953, p. 800; J. et P. Ribéreau-Gayon, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2114 et 2188.

([2]) P. Ribéreau-Gayon, P. Sudraud et P. M. Durquety, *Rev. Gén. Bot.*, 62, 1955, p. 667.

([3]) Ces échantillons nous ont été fournis par M. Branas de l'École d'Agriculture de Montpellier.

([4]) P. Ribéreau-Gayon, *Ann. Falsif. Fraudes*, 49, 1956, p. 381.

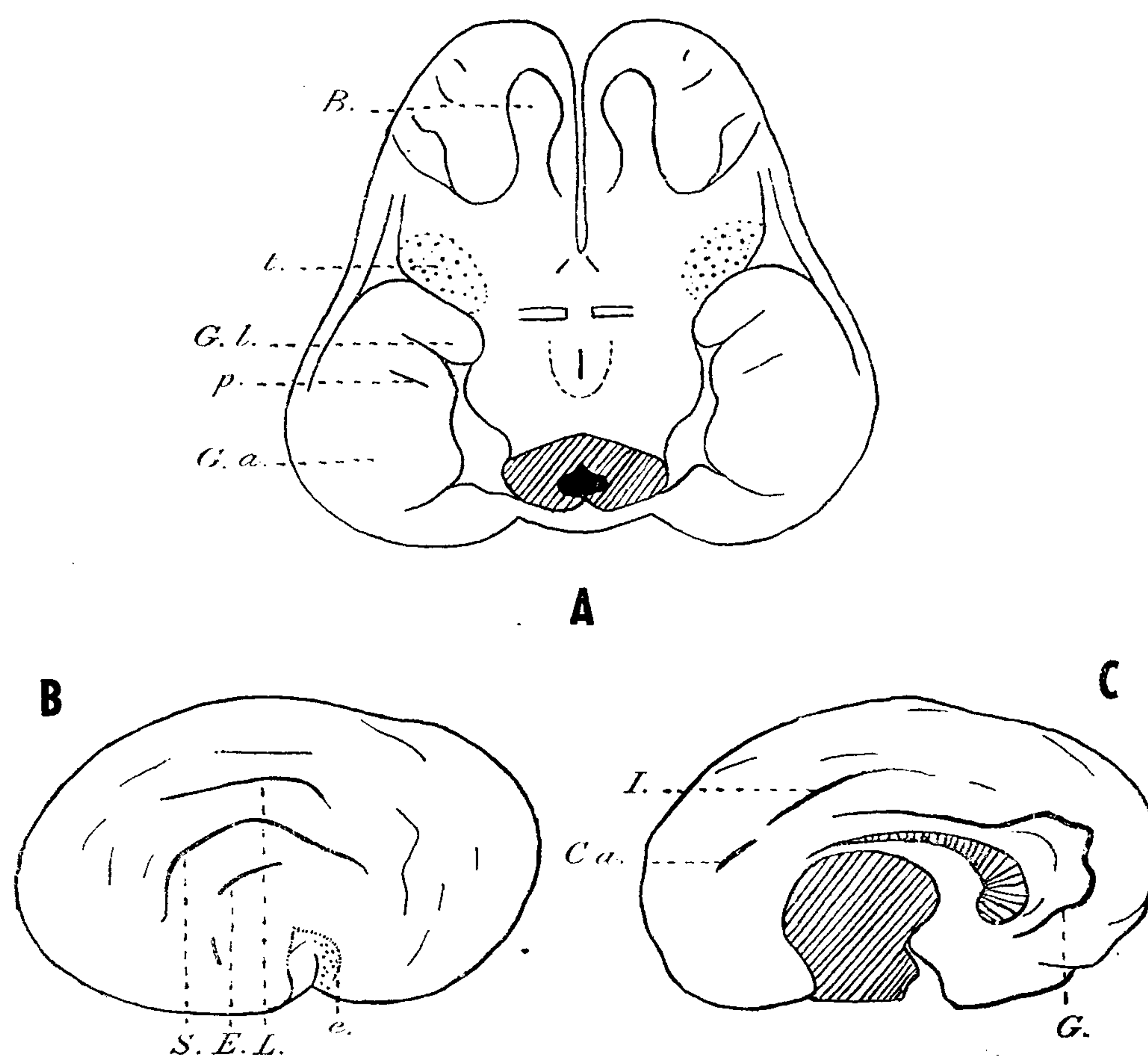
([5]) P. Dupuy et J. Puisais, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1802 et M. Marichal, *Ann. Falsif. Fraudes*, 568, 1956, p. 155.

([6]) G. M. Robinson et R. Robinson, *Biochem. J.*, 26, 1932, p. 1647. Cité par L. Genevois, *Ann Nutrit. Alim.*, 9, 1955, p. 295

ANATOMIE COMPARÉE. — *Un cerveau de fœtus de Rorqual* (Balænoptera musculus *L.*). Note de M[lle] **Madeleine Friant**, présentée par M. Émile Roubaud.

Cette étude, qui confirme les caractéristiques cérébrales des Cétacés, établies en 1952, met, pour la première fois, en évidence, les caractères particuliers du cerveau fœtal des Mysticètes : faible hauteur des Hémisphères, développement relatif du Rhinencéphale et, sur le *Neopallium*, présence d'un *Genualis* accusé à l'intérieur du Splénial.

Le cerveau des Cétacés est si complexe, à l'âge adulte, que, pour l'interpréter, il est indispensable d'observer des stades de l'évolution prénatale où les principaux caractères se trouvent déjà marqués. J'ai eu l'occasion d'exposer, ici même ([1]), la morphologie du cerveau d'un fœtus d'Odontocète, le Marsouin (*Phocæna communis* Cuv.). La présente Note se rapporte au cerveau fœtal d'un Mysticète, le Rorqual (*Balænoptera musculus* L.), que j'ai étudié à l'Université d'Oslo, grâce à M. le Professeur J. Jansen.



Fœtus de *Balænoptera musculus* L. (Rorqual) des Collections du Laboratoire d'Anatomie de l'Université d'Oslo (Norvège). Cerveau (Télencéphale), schémas. A. Face inférieure. B. Face latérale droite. C. Face interne de l'hémisphère gauche.

B, Bulbe olfactif. Ca, Calcarine. *e*, Scissure endorhinale. E, *Ectosylvia*. G, *Genualis*. G. a., *Gyrus ambiens*. G. l., *Gyrus lunaris*. I. Intercalaire. L, Latéral. *p*, *Sulcus piriformis*. S, *Suprasylvia*. *t*, Tubercule olfactif.

Grandeur naturelle.

Ce fœtus de Rorqual, d'une longueur totale de 72 cm, possède un Télencéphale assez large mais, relativement, moins élevé que celui des Odontocètes, comme le Marsouin, bien qu'à l'âge adulte le cerveau du Rorqual soit très élevé ([2]), en raison de la flexion extrême des Hémisphères.

Le Rhinencéphale est assez développé (*fig.* A), dans sa partie antérieure : les Bulbes et les Pédoncules olfactifs, les Tubercules olfactifs, et aussi, dans sa partie postérieure : les Lobes piriformes; au niveau de ces derniers, vers l'avant, le *Gyrus lunaris* (G. l.) est très net et, au-dessous de lui, existe un sillon qui lui est presque parallèle et caractérise également le Rhinencéphale du fœtus d'un autre Mysticète, le Mégaptère (*Megaptera boops* L.), décrit par R. Anthony (1925) : je nomme ce sillon le *Sulcus piriformis* (p.).

La Scissure rhinale qui, typiquement, sépare le Rhinencéphale du *Neopallium*, est effacée, comme il est de règle chez les Cétacés ([3]).

La plupart des sillons fondamentaux du *Neopallium* sont indiqués : sur la *face externe* (*fig.* B), l'*Ectosylvia* (E.), dans sa partie postérieure, la *Suprasylvia* (S.), le Latéral (L.), presque parallèles entre eux et faiblement arqués; il n'y a pas encore trace de l'operculisation ectosylvienne, si profonde chez l'adulte, en raison du jeune âge du fœtus. Sur la *face interne* des Hémisphères (*fig.* C), l'Intercalaire (I.) est séparé de la Calcarine (Ca.). Au-dessous de ces deux sillons fondamentaux, qui constituent le Splénial, et vers l'avant du *Neopallium*, le *Genualis* (G.), très marqué, circonscrit le Corps calleux.

Cette étude s'ajoute à celle, déjà citée, sur un cerveau fœtal de Marsouin (*Phocæna*), pour permettre d'établir les caractéristiques cérébrales des deux sous-ordres de Cétacés, Mysticètes et Odontocètes, au cours de leur développement intra-utérin.

	Fœtus.	
	Balænoptera (Mysticètes).	*Phocæna* (Odontocètes).
Forme des Hémisphères	Assez large, peu élevée	Large, très élevée
Rhinencéphale :		
Bulbes olfactifs	Nets	o
Pédoncules »	Nets	o
Tubercules »	En saillie	Visibles, non saillants
Lobes piriformes	Développés, avec *Gyrus lunaris* et *Sulcus piriformis*	Développés, sans *Gyrus lunaris* ni *Sulcus piriformis*
Scissure rhinale	Effacée	Effacée
Genualis (Sillon néopalléal)	A l'intérieur du Splénial	Prolonge le Splénial

En résumé, chez les Cétacés, dès le stade fœtal, les Hémisphères cérébraux sont élargis et la Scissure rhinale, effacée. De plus, le Rhinencéphale,

très régressé dans le sous-ordre des Odontocètes (surtout vers l'avant), l'est beaucoup moins dans le sous-ordre des Mysticètes.

(1) *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 243.
(2) M. Friant, *Acta anatomica*, 23, 1955, p. 242.
(3) M. Friant, *loc. cit.*, 1952.

PHYSIOLOGIE. — *Mécanismes d'action de l'adrénaline sur le cœur refroidi à 19-20°.* Note (*) de MM. **Jean Malmejac** et **Georges Chardon**, présentée par M. Robert Courrier.

Une étude électrophysiologique des accidents cardiaques observés chez le Chien ou le Singe refroidi à 18-20° montre qu'une défaillance progressive de la conduction intracardiaque, puis du nœud de Keith et Flack se produit. L'adrénaline à faible dose rétablit l'activité sinusale et améliore aussitôt la conduction dans les étages auriculaire et ventriculaire.

Nous avons déjà signalé que le cœur d'un chien ou d'un singe progressivement refroidi jusqu'à 18-20°, présente généralement après une phase de bradycardie sinusale (à 25-30 pulsations/mn), un rythme idioventriculaire extrêmement ralenti. La pression artérielle est alors effondrée (1). De tels effets cardiaques par refroidissement sont directement observés sur une préparation « cœur-poumon » (2).

Nous avons par ailleurs montré que ce rythme idioventriculaire déclenché par le froid était rapidement remplacé par *un rythme sinusal* si l'on administre, par voie endoveineuse et d'une manière continue, de l'adrénaline à faible dose (1 à 2 μg/kg/mn). Le rétablissement est *vraiment spectaculaire* (3). Comment l'adrénaline exerce-t-elle cette influence ?

Nos recherches à ce sujet sont poursuivies soit chez le Chien refroidi à 19-20°, soit sur des préparations cœur-poumons. Les courants d'action cardiaques sont simultanément enregistrés, par méthode bipolaire, en trois points différents : ventricule droit, auricule droit (ou gauche) et région du nœud de Keith et Flack.

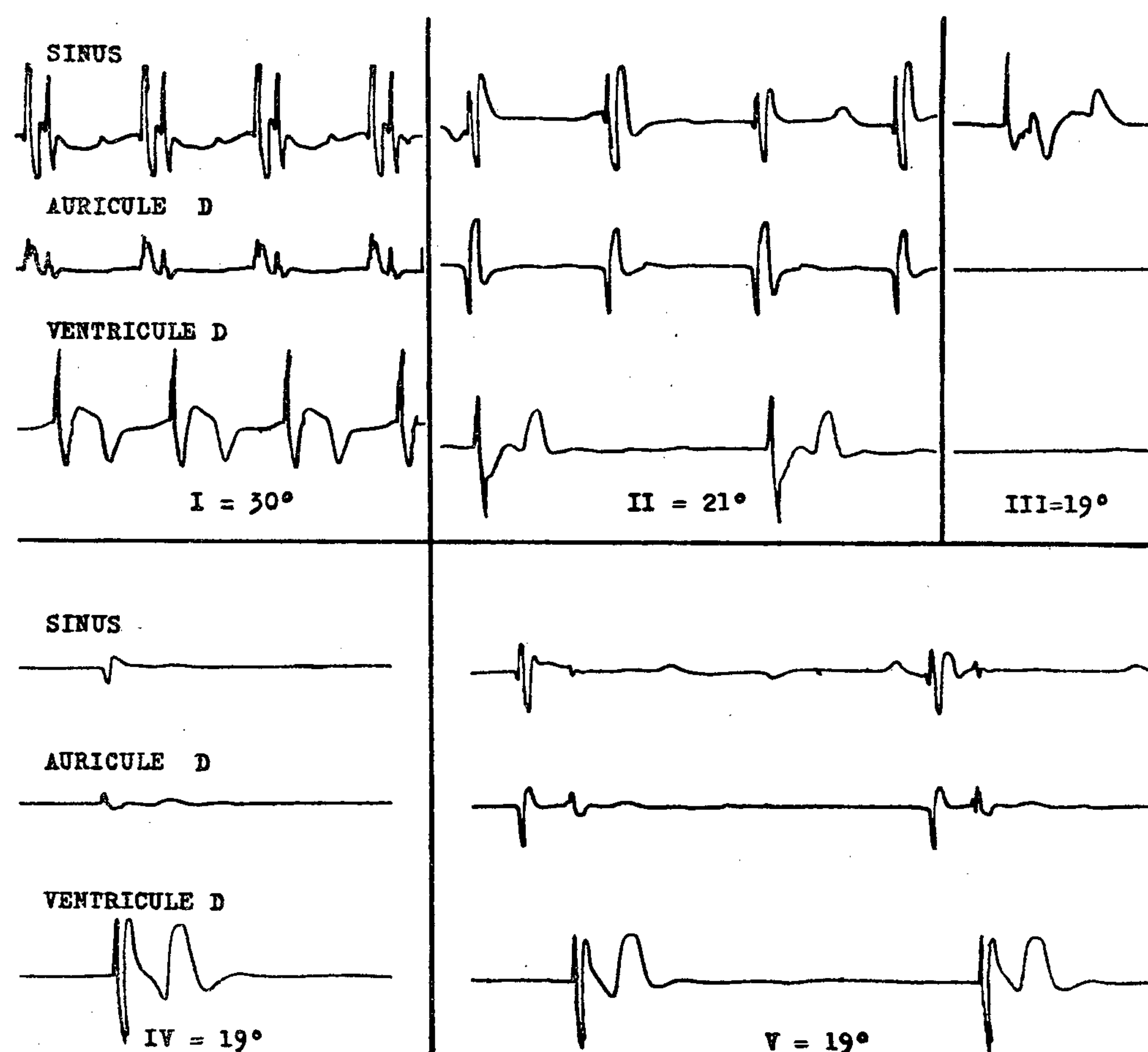
1. *Phase de refroidissement.* — Dans une première partie, la plus longue, le rythme sinusal est de plus en plus ralenti (*fig.* I). Il tombe à 50-60 pulsations/mn vers 30°.

Dans une deuxième partie, les troubles de la conduction prédominent. Ils se manifestent tout d'abord entre les étages auriculaire et ventriculaire par un retard de la conduction, puis par des blocs intermittents. Ceux-ci sont fréquents à 21-22° (*fig.* II).

L'activité auriculaire devient irrégulière et cesse enfin. Mais, à ce stade, alors que le silence électrique auriculaire est total, les enregistrements au

niveau du nœud de Keith et Flack sont encore normaux (*fig.* III). La conduction intra-auriculaire est donc abolie.

Aux troubles de la conduction auriculoventriculaire et auriculaire, vont succéder une réduction, puis un arrêt de l'activité sinusale. Le silence électrique est alors total dans l'ensemble de l'étage auriculaire. Le rythme idioventriculaire à 6-8 pulsations/mn est constitué.



Courants d'action enregistrés sur le cœur de chien, par méthode bipolaire, au niveau du sinus (nœud de Keith et Flack), de l'auricule et du ventricule droits.
Vitesse de déroulement du tracé : 1 s = 1,5 c/m.

1° *Pendant le refroidissement progressif :*

I. Rythme sinusal ralenti à 30°;
II. Dissociation auriculoventriculaire intermittente à 21°;
III. Persistance des courants d'origine sinusale à 19°, mais sans réaction auriculaire.

2° *Après apport d'adrénaline*, la température du cœur restant à 19° :

IV. Première reprise d'activité sinusale : elle est suivie d'une réponse auriculaire;
V. Rythme sinusal très ralenti : l'intensité des courants d'action sinusal et auriculaire augmente rapidement.

2. *Action de l'adrénaline.* — L'apport continu d'une faible quantité d'adrénaline (1 à 2 µg/kg/mn) exerce son action *simultanément* sur le nœud sinusal, qui reprend son activité, et sur la conduction intra-auriculaire ([5]). Dès que le nœud de Keith et Flack reprend son rôle de « pace maker », les oreillette réagissent et suivent son impulsion (*fig.* IV). *La conduction*

intra-auriculaire est possible dès le moment où l'activité sinusale réapparaît. Les troubles de la conduction entre étages auriculaire et ventriculaire sont eux-mêmes rapidement corrigés : le cœur, quoique toujours à 19°, reprend un rythme sinusal ralenti (*fig.* V). Des manifestations de dissociation intermittente auriculoventriculaire continuent pourtant à être observées pendant des temps plus ou moins prolongés.

Les résultats rapportés montrent que les mécanismes d'action de l'adrénaline à faible dose sur le cœur refroidi à 18-20° sont divers, mais complémentaires. L'analyse électrophysiologique révèle, en effet, que l'influence de l'adrénaline s'exerce non seulement sur la tonicité du myocarde, mais aussi sur les différentes parties du système d'automatisme cardiaque.

Les expériences conduites sur le cœur à 18-20° montrent qu'à une telle température la conduction intracardiaque, puis l'activité du nœud sinusal, sont abolies. L'adrénaline à faible dose restaure ces deux formes d'activité : elle permet de faire rapidement réapparaître un rythme sinusal et de réaliser secondairement le réchauffement ([5]). Ces constatations, intéressantes pour corriger les accidents cardiaques observés en hypothermie provoquée, démontrent par surcroît que l'adrénaline exerce une influence favorable au maintien de l'activité automatique du cœur et à l'entretien du rythme sinusal.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

([1]) J. Malmejac et P. Plane, *Soc. Chirurgie*, Alger, mai 1956; *Bull. Acad. Méd.*, Paris, **140**, 1956, p. 311.

([2]) J. Malmejac et G. Neverre, *C. R. Soc. Biol.*, Alger, juillet 1956.

([3]) J. Malmejac, P. Plane et E. Bogaert, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2764 et J. Malmejac et P. Plane, *C. R. Soc. Biol.*, **150**, 1956, p. 978.

Nous avons été orientés vers une étude de cette action de l'adrénaline à faible dose par des observations antérieures nous ayant montré qu'au-dessous de 25-26° l'activité médullo-surrénale est complètement supprimée (J. Malmejac, G. Neverre et M. Montero, *C. R. Soc. Biol.*, **150**, 1956, p. 378 et 974).

([4]) Le tracé qui illustre cette Note donne (*fig.* IV) les courants d'action lors de la *première activité sinusale* après adrénaline. Ceux enregistrés au niveau du nœud de Keith et Flack sont peu intenses : l'étage auriculaire réagit pourtant aussitôt, quoique faiblement.

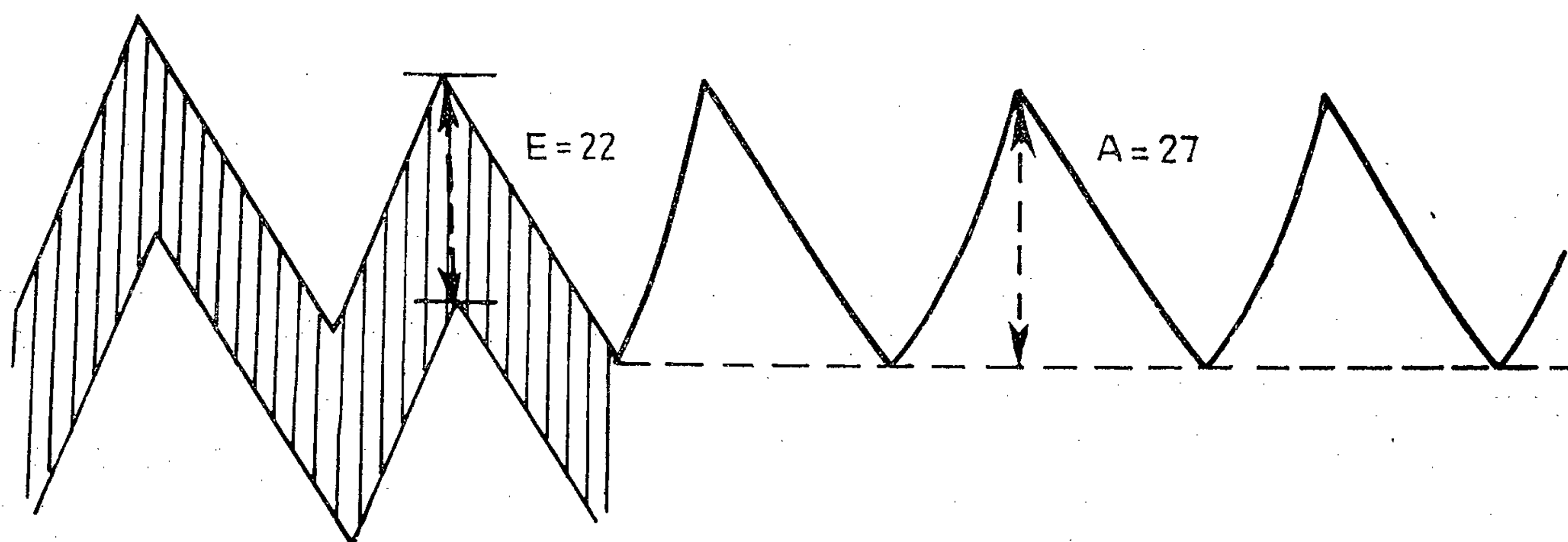
([5]) Ce sont de telles possibilités de correction de ce rythme idioventriculaire déclenché par l'hypothermie qui nous ont conduits à des recherches de chirurgie expérimentale sur « cœur exsangue » à 18-20° (J. Malmejac et P. Plane, *Bull. Acad. Méd.*, **140**, Paris, 1956, p. 416). Le ralentissement ventriculaire est tel qu'une large ventriculotomie droite est facilement réalisable sans hémorragie appréciable. La cavité ventriculaire droite, les valvules, leurs piliers sont examinés avec aisance. Après suture cardiaque, l'adrénaline assure la reprise cardiovasculaire.

RADIOPHYSIOLOGIE. — *La répartition de la consommation d'oxygène dans les deux poumons séparés et la cinédensigraphie étalonnée.* Note (*) de MM. **Maurice Marchal**, **Bernard Mensch** et Mme **Marie-Thérèse Marchal**, présentée par M. François de Gaudart d'Allaines.

La cinédensigraphie enregistre au moyen de la radioscopie médicale, la cinétique et les variations de densité du parenchyme pulmonaire d'un malade. Un multiplicateur d'électrons blindé est centré sur le champ pulmonaire au moyen de l'écran radioscopique habituel. Une chaîne d'amplificateurs et d'oscillographes enregistre simultanément ces variations photoélectriques et l'électrocardiogramme du malade.

Nous référant à nos précédentes publications ([1]), ([2]) nous désirons montrer que l'enregistrement de la pulsatilité du parenchyme pulmonaire peut nous donner une idée de l'importance de la circulation intraparenchymateuse, à condition d'avoir un moyen d'étalonner les courbes de cinédensigraphie.

Cet étalonnage est utilisé actuellement pour la recherche des troubles pulsatiles pulmonaires (*fig.* 1).



Pouls pulmonaire d'amplitude A avec son étalonnage de hauteur E.
$\frac{A}{E} = \frac{27}{22} = 1,2$ = indice de pulsatilité locale.

Récemment, l'un de nous (Bernard Mensch) a eu l'idée d'utiliser les possibilités de l'étalonnage automatique ([2]), ([4]) (Maurice Marchal et Marie-Thérèse Marchal) pour apprécier la répartition de la consommation de l'oxygène dans les deux poumons. L'étalonnage permet l'inscription sur le papier d'enregistrement d'une bande plus ou moins large, constituée par les oscillations à 100 périodes dues au rayonnement X modulé dont l'amplitude dépend des facteurs suivants : débit et tension du tube à rayons X, sensibilité de la cellule photoélectrique, amplification de la chaîne électronique.

A. Établissement d'un indice circulatoire de pulsatilité. — 1. Dans un cinédensigramme normal, il y a lieu de considérer :

a. l'amplitude;

b. la fréquence;

c. la morphologie, altérée ou non de la courbe.

Pour simplifier, nous ne tiendrons compte que de l'amplitude pulsatile de la courbe cinédensigraphique A. Cette amplitude est facilement mesurée en millimètres sur le film.

2. L'étalonnage est également mesuré en millimètres sur le film = E.

3. Le rapport A/E nous donne un coefficient, *ou indice de pulsatilité locale* (*fig.* 1). Nous calculons ce rapport pour les dix régions d'enregistrement habituel allant du sommet à la base de chaque poumon.

4. La somme S de ces indices de pulsatilité locaux nous donne l'indice global de pulsatilité : poumon droit S. d.; poumon gauche S. g.

Valeur et signification de l'indice de pulsatilité locale. — Nous avons vérifié expérimentalement que pour un mouvement pulsatoire donné et invariable fourni par un diaphragme oscillant placé entre le tube à rayons X et le système écran-cellule, le rapport A/E est indépendant du gain de l'amplificateur et de l'épaisseur d'un corps absorbant placé entre le tube et l'écran oscillant. Ce rapport n'est plus constant si l'on change la tension X ou l'intensité X du générateur. L'indice de pulsatilité locale est donc valable quelle que soit l'amplification et quelle que soit l'opacité aux rayons X de la région examinée à condition de ne faire varier ni la tension, ni l'intensité X.

B. Liaison de cet indice circulatoire avec la ventilation du poumon séparé. — Le but de nos essais a été d'établir un coefficient fonctionnel qui soit à la fois circulatoire et ventilatoire.

Méthode utilisée. — Nous multiplions pour chaque poumon *l'indice de pulsatilité globale* S *par le pourcentage de capacité vitale.* S. d. $\times$ C. V. d. pour le poumon droit et S. g. $\times$ C. V. g. pour le poumon gauche. Nous obtenons un produit P. d., caractéristique du poumon droit, et un produit P. g., caractéristique du poumon gauche.

Le rapport P. d./(P. d. + P. g.) est le coefficient fonctionnel recherché pour le poumon droit.

Le rapport P. g./(P. d. + P. g.) est le coefficient fonctionnel recherché pour le poumon gauche.

Résultats. — Le pourcentage de la capacité vitale utilisé était celui donné par les méthodes classiques de bronchospirométrie (D. Brille, R. Kourilsky).

Selon notre expérience ce pourcentage peut être facilement tiré de l'examen statidensigraphique. (Examen photoélectrique de la ventilation en rayonnement X, M. Marchal) ([3]).

Nous avons constaté que les coefficients fonctionnels formés par la

méthode, qui fait intervenir en parts égales la capacité vitale et l'indice global de pulsatilité, sont *très voisins* des pourcentages de *consommation d'oxygène* donnés par les méthodes classiques de bronchospirométrie (D. Brille). Notre étude porte sur 11 cas. Un seul cas est franchement discordant. Dans six cas, la concordance a été parfaite; dans quatre cas, elle a été approchée à 15 % près.

La nature de l'affection pulmonaire ne semble pas intervenir sur la précision du résultat.

Cette méthode qui fera l'objet d'une thèse mérite une étude plus complète, portant surtout sur un plus grand nombre de cas. Elle a l'avantage d'une innocuité complète pour le malade.

(*) Séance du 17 décembre 1956.
(1) *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 973.
(2) *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 458.
(3) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 124.
(4) *J. franç. Méd. Chirur., thorac.*, III, 6, 1949.

BIOLOGIE. — *Effets, sur l'ovaire de la Ratte prématurée, de doses répétées d'extrait préhypophysaire. Contribution à l'interprétation du phénomène de la superovulation.* Note (*) de MM. **Claude Aron, Léopold Asch** et **Robert Gandar**, présentée par M. Robert Courrier.

Le nombre des corps jaunes formés, chez la Ratte prématurée, dans les conditions de la lutéinisation expérimentale, n'apparaît pas lié à la quantité de gonadostimuline agissante mais à sa durée d'action. Sur la base de ce résultat, les auteurs proposent une interprétation nouvelle du phénomène de la superovulation.

Deux d'entre nous ont montré que le nombre de pseudo-corps jaunes (1) formés chez la Ratte prématurée, sous l'effet d'une gonadostimulation expérimentale, ne dépendait pas de la quantité de gonadostimuline mise en œuvre mais de sa durée d'action, elle-même liée aux conditions d'administration de l'hormone (2), (3). Nous avions constaté que le nombre des pseudo-corps jaunes dénombrés après 36 h, sous l'effet d'une injection unique d'une dose donnée d'extrait préhypophysaire, était significativement inférieur à celui obtenu, dans le même délai, après administration de cette même dose répartie en deux injections espacées de 12 h (respectivement 3,6 et 5,0).

On était donc fondé à se demander s'il ne serait pas possible, en prolongeant la durée de nos expériences et en répartissant en plusieurs injections régulièrement espacées une dose donnée de gonadostimuline, de susciter la formation d'un nombre de corps jaunes expérimentaux supérieur à celui des corps jaunes spontanés formés chez les rattes de notre élevage au cours du cycle œstral (6 environ, en moyenne).

Conduite des expériences. — Des rattes prématures de race Wistar, pesant de 40 à 60 g, ont reçu par la voie sous-cutanée, les unes, une injection unique de 500 mg d'un extrait de préhypophyse fraîche de Bœuf (24 animaux), les autres, 450 mg du même extrait répartis en trois injections espacées de 12 h et comportant chacune 150 mg (29 animaux).

L'autopsie a toujours été effectuée au bout de 54 à 56 h, à compter, pour le deuxième groupe d'animaux, de la première des trois injections successives. Dans tous les cas, l'on a dénombré, sur des coupes sériées des deux ovaires, le nombre de corps jaunes expérimentalement formés.

Résultats expérimentaux. — 1° Alors qu'après un délai de 36 h la lutéinisation expérimentale se traduit constamment chez la Ratte prémature par la formation de corps jaunes à ovule inclus, quelles que soient les modalités d'administration de la gonadostimuline, nous avons dénombré au bout de 54 à 56 h, parmi un nombre très important de corps jaunes à ovule inclus, un certain pourcentage de corps jaunes vrais.

2° Le tableau ci-dessous révèle en outre qu'en 54-56 h il apparaît le plus fréquemment de 1 à 8 corps jaunes sous l'effet de 1 × 500 mg d'extrait préhypophysaire, la moyenne par animal s'établissant à 6,7; que dans le même délai on obtient, par contre, le plus souvent 9 à 16 corps jaunes sous l'action de 3 × 150 mg d'extrait, la moyenne par animal s'élevant alors à 13,1.

	1 × 500 mg d'extrait préhypophysaire.		3 × 150 mg d'extrait préhypophysaire.	
Nombre de corps jaunes par animal.	Nombre de cas (24).	Pourcentage.	Nombre de cas (29).	Pourcentage.
1 à 4	7	29	2	7
5 à 8	12	50	3	10
9 à 12	3	12,5	8	27,5
13 à 16	1	4	11	38
17 à 20	1	4	2	7
21 à 24	–	0	1	3,5
25 à 28	–	0	2	7
Nombre total de corps jaunes	160	–	380	–
Nombre moyen de corps jaunes, par animal	6,7	–	13,1	–

Interprétation des résultats. — L'augmentation du nombre des corps jaunes observée en substituant à une dose de 500 mg d'extrait préhypophysaire trois doses successives de 150 mg confirme nos observations antérieures et justifie l'interprétation selon laquelle la seconde, puis la troisième dose de gonadostimuline suscitent la transformation lutéinique d'ovisacs qui n'étaient pas aptes à subir la lutéinisation lors de la première injection. L'évolution rapide des follicules ovariques chez la Ratte préma-

ture explique qu'ils aient pu acquérir cette aptitude lorsque 12 et 24 h après la première injection d'extrait préhypophysaire les conditions de la lutéinisation se trouvaient à nouveau réalisées.

Une telle conception permet en outre de formuler une hypothèse explicative à propos du mécanisme de la superovulation telle qu'elle a été provoquée par Smith et Engle grâce à l'implantation quotidienne de fragments préhypophysaires à des rattes prématures pendant 5 jours ([5]).

Car nous avons obtenu également, après 54 h, en répétant les injections d'extrait de préhypophyse, un nombre moyen de corps jaunes très supérieur à celui des corps jaunes cycliques formés chez les rattes de notre élevage.

Il est donc raisonnable de supposer que les implantations de préhypophyse pratiquées par Smith et Engle ont suscité la croissance, puis la rupture et la transformation lutéinique de groupes successifs d'ovisacs, entraînant ainsi la production d'un nombre d'ovules supérieur au nombre physiologique.

On pourrait objecter que notre technique a abouti le plus souvent à la formation de corps jaunes à ovule inclus et non pas à celle de corps jaunes vrais résultant de pontes ovulaires.

Ce phénomène s'explique par le délai nécessaire pour qu'un follicule soumis à l'action d'une première dose de gonadostimuline atteigne la taille d'un follicule préovulatoire et pour qu'il puisse alors subir la ponte ovulaire sous l'effet d'une seconde dose d'hormone gonadotrope. En effet, selon Vimeux ([6]), la ponte ovulaire requiert pour se produire chez les rattes prématures de son élevage un intervalle de 72 h entre deux injections successives de gonadostimuline.

Or, dans nos expériences, les courts délais écoulés entre les injections d'extrait préhypophysaire n'ont pas permis le plus souvent aux follicules d'acquérir les dimensions suffisantes pour se rompre sous l'effet d'une dose lutéinisante de gonadostimuline. Ils se sont donc presque constamment transformés en corps jaunes à ovule inclus ou pseudo-corps jaunes dont nous avons montré ailleurs qu'ils ne différaient du corps jaune vrai que parce qu'ils s'édifiaient à partir de follicules n'ayant pas atteint les dimensions de follicules préovulatoires ([7]).

Nos expériences nous autorisent donc bien à avancer l'idée que la superovulation n'est pas, comme l'ont cru certains auteurs, liée à la quantité de gonadostimuline agissante mais à l'action prolongée de cette dernière.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

([1]) La lutéinisation expérimentale aboutit, dans un délai de 36 h, chez la Ratte prémature comme chez le Cobaye, à la formation de corps jaunes à ovule inclus, dénommés pseudo-corps jaunes, dès 1932, par M. Aron ([4]).

([2]) Cl. Aron et L. Asch, *C. R. Soc. Biol.*, 149, 1955, p. 2240.

(3) Cl. Aron et L. Asch, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 418.
(4) M. Aron, *Arch. Anat. Histol. Embryol.*, 15, 1932, p. 237.
(5) P. E. Smith et E. T. Engle, *Amer. J. Anat.*, 40, 1927, p. 159.
(6) J. Vimeux, *C. R. Soc. Biol.*, 149, 1955, p. 1943.
(7) Cl. Aron et L. Asch, *C. R. Ass. Anat.*, n° 89, 1956, p. 204.

BIOLOGIE. — *Sur le cycle journalier de ponte de* Polistes gallicus *L.* (*Hyménoptères Vespides*). Note de M. **Jacques Gervet**, présentée par M. Louis Fage.

Nous étudions ici la répartition statistique des pontes du Poliste au cours de la journée; nous entendons par « journée » la période quotidienne de 7 h durant laquelle les cages d'élevage sont éclairées.

1. Distribution globale des œufs. Cycle de ponte. — *a. Cas d'un seul œuf.* — Quand une femelle ne pond qu'un œuf, la ponte se situe en moyenne avant la mi-journée. Le moment de l'émission peut se trouver à n'importe quelle heure, mais sa distribution statistique est représentée par une courbe asymétrique dont le maximum se place au cours de la deuxième heure, et la moyenne un peu avant la fin de la troisième (*fig.* 1).

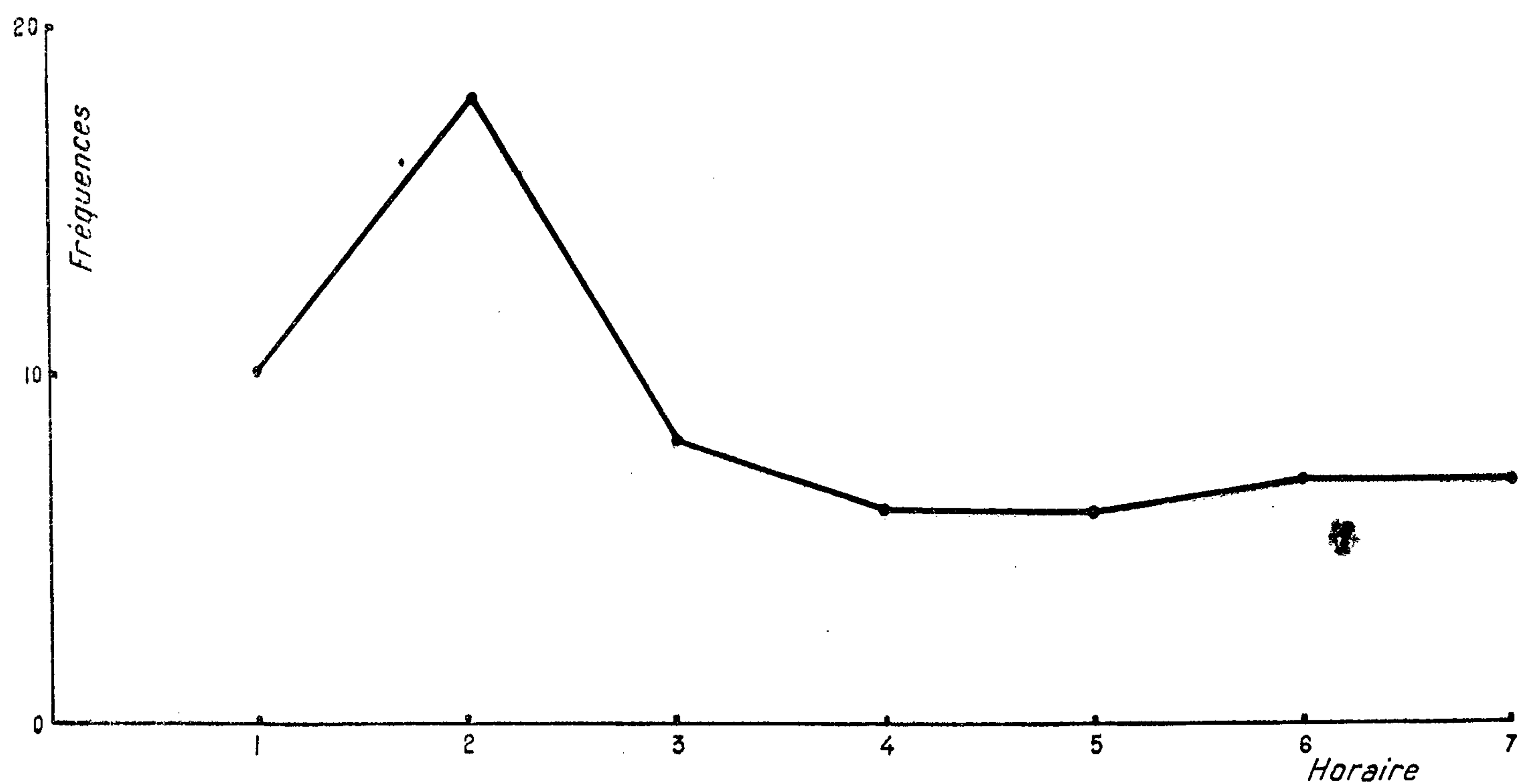


Fig. 1.

b. Cas de plusieurs œufs. — Si plusieurs œufs sont pondus, on observe que la première ponte tend à être d'autant plus matinale que la fécondité est plus forte. La figure 2 indique la position *moyenne* du premier œuf pour des pontes journalières totales allant de 1 à 9 œufs.

La ponte tend à se concentrer dans la première moitié de la journée : pratiquement, tous les œufs sont pondus avant la quatrième heure (*fig.* 3). Signalons toutefois que, surtout chez les Guêpes peu fécondes, la distribu-

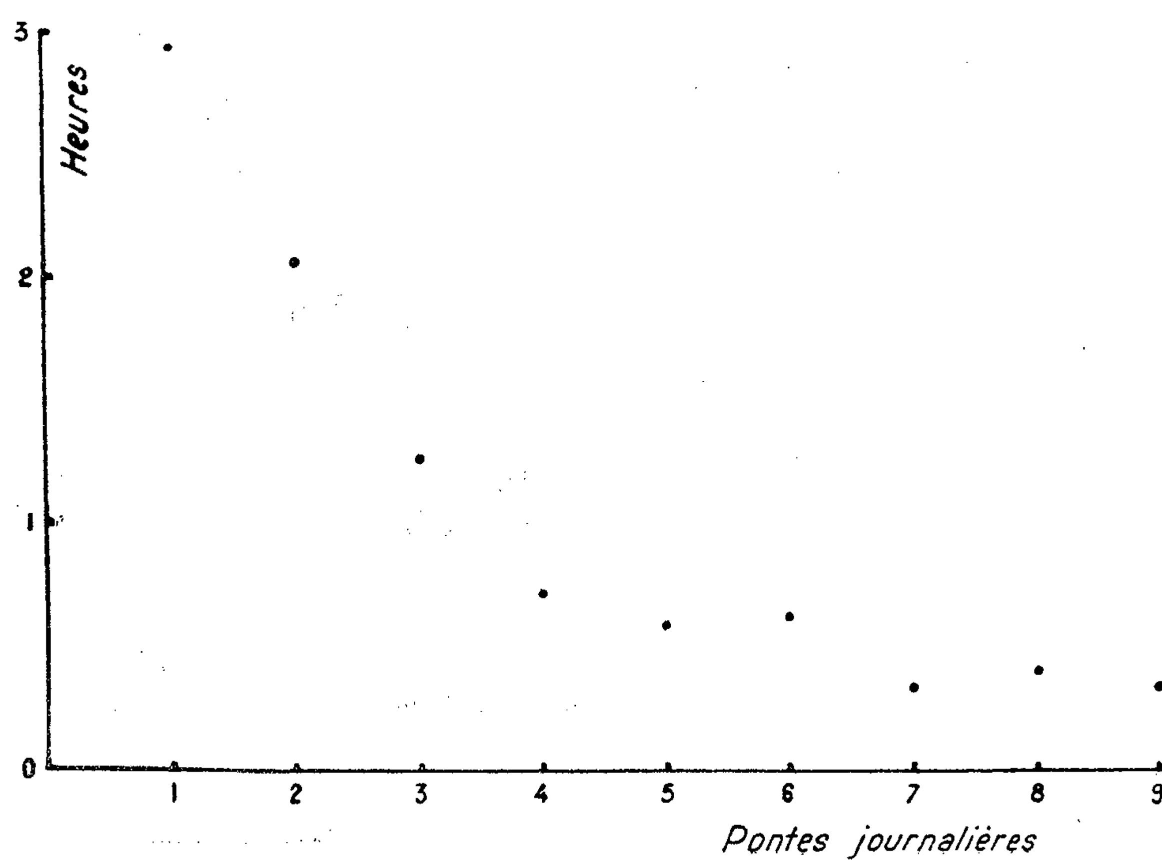


Fig. 2.

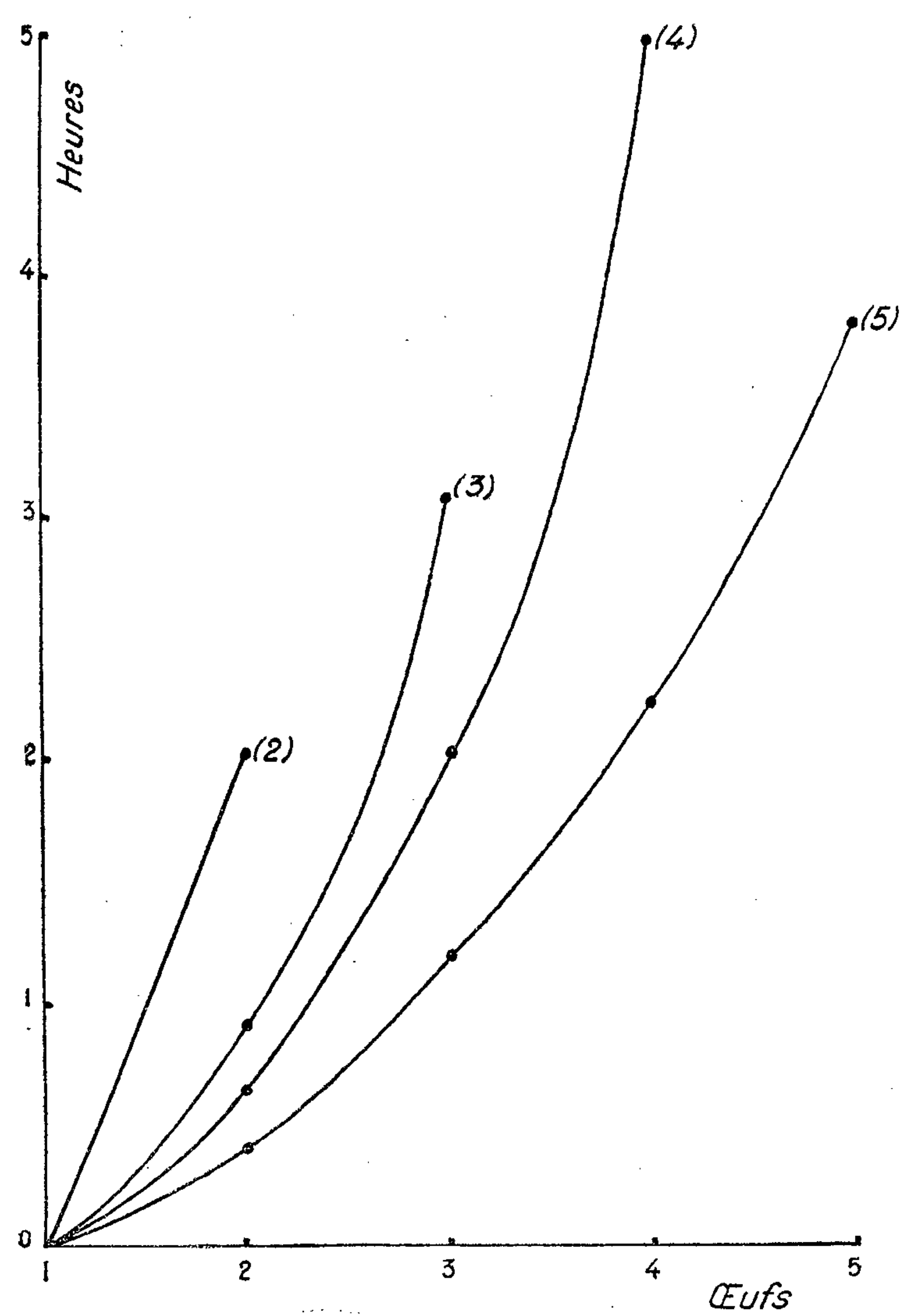


Fig. 3.

tion des pontes dans le temps peut être bimodale. Le premier maximum se trouve dans les premières heures, le second un peu après la mi-journée.

Les pontes ne se répartissent donc pas dans la journée d'une façon homogène; cette distribution caractéristique définit le *cycle journalier de ponte.*

2. Distribution des pontes successives. — La figure 3 montre que la distribution des œufs dans le temps pour des pontes journalières globales différentes se traduit par des courbes analogues; il semble y avoir une loi commune.

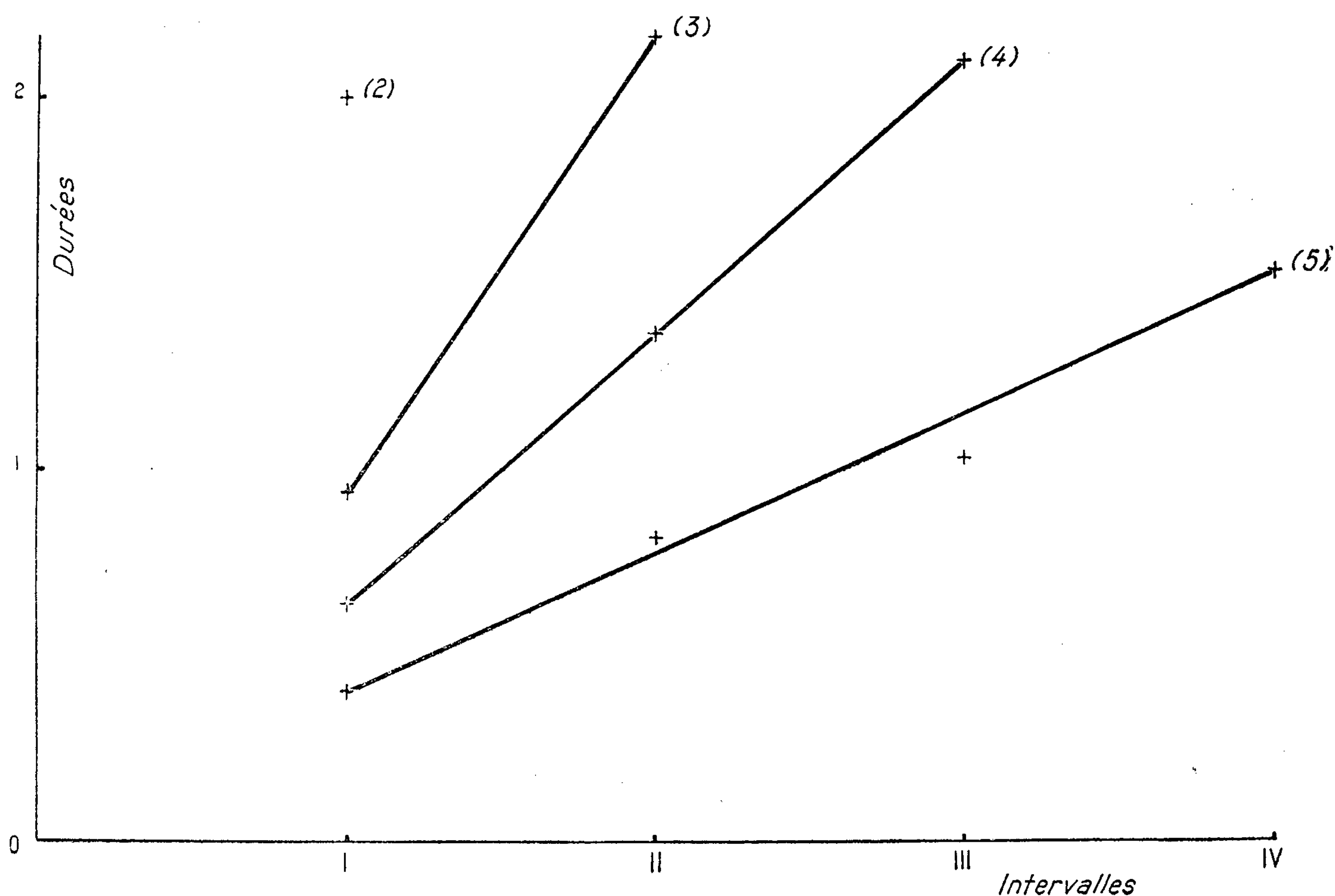


Fig. 4.

a. L'intervalle de temps séparant deux pontes successives (*fig.* 4, abscisses) n'est pas constant; deux pontes consécutives sont d'autant moins proches que leurs numéros d'ordre sont plus grands.

b. La durée séparant deux pontes successives d'un rang donné est d'autant plus faible que la fécondité journalière est plus grande.

c. Pour chaque fécondité, la durée séparant deux pontes consécutives semble croître avec l'ordre de la ponte de ces œufs suivant une progression arithmétique.

Pour des fécondités différentes, les droites représentatives ne différe-

raient que par leur pente a, chaque pente caractérisant une fécondité journalière donnée. Et l'on a : $a_3 > a_4 > a_5$.

d. Ceci indiquerait que l'heure des différentes pontes successives (*fig.* 3), s'inscrit dans chaque cas sur des courbes paraboliques.

Ces caractères de la ponte chez le Poliste ont ceci de remarquable qu'ils ne dépendent pas de l'individu, mais du nombre d'œufs pondus dans la journée envisagée : la fécondité moyenne est très variable suivant les sujets, mais, lorsqu'une Guêpe habituellement très féconde pond incidemment peu d'œufs dans la journée, l'émission de ces œufs s'effectue suivant les normes statistiques d'une Guêpe de fécondité médiocre.

GÉNÉTIQUE. — *Mutations* alba *et* pseudo-alba *chez l'Oniscoïde* Porcellio dilatatus *Brandt*. Note de M. **Jean-Jacques Legrand**, présentée par M. Louis Fage.

La pigmentation noire des yeux et brun très foncé des tergites de l'Oniscoïde *Porcellio dilatatus* est due à un réseau dense de chromatophores chargés d'un pigment du groupe des ommochromes (Becker) [1]. Cette pigmentation normale est sujette à de nombreuses variations héréditaires qui affectent parallèlement, non seulement l'ensemble des Isopodes terrestres, mais également certains Isopodes marins (Bocquet) [2].

1° *Mutation* alba. — Elle se caractérise par l'absence totale de pigment aussi bien dans les yeux que sur le reste du corps qui apparaît translucide. Il s'agit donc d'une dépigmentation encore plus poussée que chez les mutations *alba* étudiées par Vandel [3] chez *Trichoniscus elisabethæ* et *Metoponorthus pruinosus* et par De Lattin [4] chez *Oniscus asellus* L. L'individu qui a été le point de départ de cette étude est un ♂ dépigmenté trouvé dans une cave à Poitiers en 1954. Il a été croisé avec une jeune ♀ de phénotype sauvage, la descendance n'a comporté que sept individus (4 ♂; 3 ♀) tous d'aspect sauvage. L'une des ♀ étant morte, les deux autres ont été croisées avec un de leurs frères :

La première a mis bas en 1955-1956 quatre portées de 82 pulli et la deuxième quatre portées de 73 pulli.

Les phénotypes des pulli se répartissent ainsi :

	Alba.	Sauvages.
$♀_1$	21	61
$♀_2$	19	55

soit un total de 40 individus *alba* pour 116 sauvages, ce qui correspond à une disjonction de monohybridisme (chiffres théoriques 39 et 117).

L'absence totale de pigment correspond donc à une mutation récessive, offrant

ainsi le même comportement que les mutations *alba* précédemment étudiées chez les Oniscoïdes. Elle semble s'accompagner d'une fécondité affaiblie.

2° *Mutation* pseudo-alba. — Elle se caractérise par une dépigmentation totale des sternites et des appendices, une coloration jaunâtre diffuse des tergites, à l'exception des trois premiers tergites du pléon qui apparaissent brun clair. Les yeux sont rose violacé. La pigmentation du réseau de chromatophores est par ailleurs tardive et les jeunes demeurent longtemps translucides, avec des yeux rose pâle. Deux individus adultes (♀, ♂) recueillis en 1954 dans une cave, à Ruffec (Charente) ont été le point de départ de cette étude.

La ♀ a mis bas en avril 1954 une portée de 29 individus se répartissant ainsi : aspect sauvage : 5 ♂, 12 ♀ ; *pseudo-alba* : 4 ♂, 8 ♀. En 1955, par contre, les trois portées de 82 pulli (40 ♂, 42 ♀) étaient uniquement composées d'individus *pseudo-alba*.

Analyse de la première portée :

a. Pour vérifier la pureté de la race *pseudo-alba*, qui, d'après Vandel (1945), correspondrait à une somation chez de nombreux Oniscoïdes (*Chætophiloscia elongata*, *Porcellio lævis*, *Armadillidium nasatum* et *Armadillidium vulgare*), tous les individus *pseudo-alba* ont été croisés entre eux, à raison de 2 ♀ par ♂. Deux sont mortes sans descendance, les six autres ont donné naissance aux portées suivantes en 1955-1956 :

♀$_1$:	84 pulli (4 portées)	♀$_4$:	6 pulli (1 portée)
♀$_2$:	4 » (1 portée)	♀$_5$:	103 » (3 portées)
♀$_3$:	5 » (1 »	♀$_6$:	58 » (3 »

Les 260 pulli étaient tous du type *pseudo-alba*. Par ailleurs trois F_3 ont été constituées avec des individus *pseudo-alba* issus des ♀ 2 et 3. Les trois ♀ ont donné naissance, à raison de deux portées par ♀, à 32 pulli tous *pseudo-alba*. Ces résultats vérifient donc bien la pureté de la race *pseudo-alba* chez *Porcellio dilatatus*.

b. Les 10 ♀ d'aspect sauvage de la portée originelle ont été croisées avec leurs frères du même phénotype. Tous ces croisements ont donné naissance à des portées mixtes correspondant à une disjonction mendelienne de monohybridisme.

Ainsi la portée originelle était composée d'individus *pseudo-alba* (12) et d'hybrides d'aspect sauvage (17). Elle devait correspondre à un croisement en retour de la ♀ *pseudo-alba* avec un ♂ hybride de la même population. Les portées ultérieures de cette même ♀ ont eu, par contre, le ♂ *pseudo-alba* comme père.

Le caractère *pseudo-alba* de *Porcellio dilatatus* est donc sous le contrôle d'un gène autosomique, que je désignerai par le symbole *pa*, récessif par rapport à un gène $+^{pa}$ dont dépend la pigmentation normale du corps et des yeux.

	Pseudo-alba.	Sauvage.
♀1	12	53
♀2	12	40
♀3	42	123
♀4	5	12
♀5	3	5
♀6	14	49
♀7	19	71
♀8	14	62
♀9	42	102
♀10	9	32
Total	172	549
Nombres théoriques	180	541

(1) *Z. f. ind. Abstammuntgs-un Vererbungslehre*, **80**, 2, 1942, p. 157-204.

(2) *Arch. Zool. Exp.*, **90**, 4, 1953, p. 188-450.

(3) *Bull. Biol. France-Belgique*, **79**, 2-3, 1945, p. 168-216.

(4) *Zool. Anz.*, **125**, 1939, p. 309-324.

BIOCHIMIE. — *Purification de la β-glycuronidase du suc d'*Helix Pomatia *L.* Note (*) de Mme **Annette Alfsen**, présentée par M. Robert Courrier.

Après fractionnement par le sulfate d'ammonium du suc digestif d'*Helix Pomatia*, adsorption sur gel de phosphate tricalcique à différents pH la préparation est fractionnée par l'éthanol à — 5° dans les conditions appropriées. On obtient une β-glycuronidase sous forme d'un précipité d'aspect cristallin dont l'activité est de 750 unités Fishman par microgramme d'azote.

La richesse en β-glycuronidase du suc digestif d'*Helix Pomatia* L. ayant été mise en évidence antérieurement (1), (2), (3), nous avons cherché à obtenir l'enzyme purifié à partir de ce matériel. Le suc obtenu selon la méthode décrite par P. Jarrige et R. Henry (3) titre 120 000 unités Fishman (4) et contient 25 mg d'azote par millilitre en moyenne. Sur ce suc dilué au 1/10e, nous avons effectué une précipitation fractionnée au sulfate d'ammonium. A pH 6,5 entre 40 et 50 %, on précipite 85 % de la glycuronidase présente dans le suc traité, tandis que la sulfatase reste, en majeure partie, dans le surnageant. Le précipité est repris par du tampon acétoacétique pH 4,5, 0,1 M et dialysé contre l'eau courante pendant 18 h.

Deux adsorptions successives sur gel de phosphate tricalcique (5) permettent d'éliminer la majeure partie des pigments et de la sulfatase restante : la première adsorption se fait à pH 5, en trois fois avec des quantités décroissantes de gel. Le surnageant obtenu est amené à 65 %

de $SO_4(NH_4)_2$ et le précipité redissous est traité à pH 7,5 par le gel de phosphate tricalcique.

Après dialyse pendant 18 h, on obtient une solution jaune rosée contenant 40 % de la β-glycuronidase initiale et titrant 200 U par microgramme d'azote.

Dans une étude systématique nous avons précisé les conditions de concentration en éthanol, de pH, de force ionique et de température, nécessaires à la purification finale par la méthode de Cohn [6] :

A — 5°, 17 % d'éthanol, pH 6,9, force ionique 0,09, on obtient un précipité peu important qu'on centrifuge à basse température et qu'on élimine. Le surnageant est amené à 26 % d'éthanol, pH 5, en présence de tampon citrate 0,05 M. Le précipité qui se forme est à nouveau éliminé après centrifugation. Le surnageant est amené à 56 % d'éthanol, Γ/2 (0,02) en présence de tampon citrate pH 5. Il se forme alors un précipité jaune paille qui est recueilli dans de l'eau distillée et dialysé 48 h à basse température.

La solution obtenue contient environ 30 % de l'activité glycuronidase initiale et seulement 0,23 % des protéines du suc d'*Helix Pomatia.*

Après dessiccation, à basse température sous vide et sur P_2O_5, on obtient une poudre jaune, brune et brillante qui, au microscope, se présente sous la forme de cristaux polyédriques irréguliers, inégalement teintés de jaune; 25 ml de suc d'*Helix Pomatia* fournissent par cette méthode 10 mg en moyenne de cette poudre qui titre 106 000 U/mg, soit 750 U par microgramme d'azote en moyenne.

Les microanalyses des principaux éléments, réalisées par Mme Abramson, sur trois préparations différentes, ont donné les résultats suivants :

Carbone (%)	47,25	45,50	47,25
Hydrogène (%)	7,12	7,20	7,10
N (%)	13,47	11,65	12,82
Cendres (%)	2,50	5,40	3,20

Des électrophorèses sur papier faites avant les précipitations alcooliques, sur la solution obtenue après la deuxième adsorption sur gel de phosphate, révèlent deux bandes contiguës d'intensité inégale dans la zone des γ-globulines du sérum. Si l'on traite les bandes de l'électrophorèse par le glycuronide de phénolphtaléine, on constate que la glycuronidase est localisée sur la fraction protéique la plus importante.

Après purification finale, on trouve une bande unique en colorant les protéines ou la β-glycuronidase et en opérant aux pH de 4, 4,5, 5, 6, 7 et 8,6.

D'après ces électrophorèses, le point isoélectrique de la protéine se situe entre 5 et 6. Cela est en accord avec les résultats de W. H. Fishman et P. Bernfeld [7] concernant une préparation purifiée de β-glycuronidase de

foie de veau ayant une activité de 110 000 U environ par milligramme et un pH_i compris entre 5 et 6.

Conclusion. — On peut conclure que la β-glycuronidase du suc d'*Helix Pomatia* a été obtenue sous une forme très purifiée et qu'elle a les caractères d'une protéine. L'étude des propriétés enzymatiques, spécificité et cinétique, de cette préparation est en cours d'exécution.

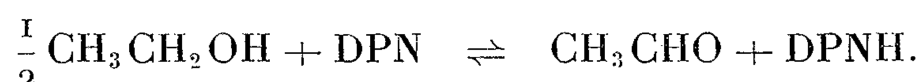
(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) R. Henry, M. Thévenet et P. Jarrige, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 34, 1952, p. 897.
(2) R. Henry et M. Thévenet, *Ann. Endo.*, 14, 1953, p. 628.
(3) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 34, 1952, p. 886.
(4) P. Talalay, W. H. Fishman et C. Huggins, *J. Biol. Chem.*, 166, 1946, p. 757.
(5) D. Keilin et E. F. Hartree, *Proc. Roy. Soc.* (London), B 124, 1938, p. 397.
(6) E. J. Cohn, L. E. Strong, W. L. Hughes, D. J. Mulford, J. N. Ashworth, M. Melin et H. L. Taylor, *J. Amer. Chem. Soc.*, 68, 1946, p. 459.
(7) W. H. Fishman et P. Bernfeld, *Methods in enzymology*, I., S. P. Colowick et N. O. Kaplan, éd., Acad. Press., 1955, p. 262.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Présence de deux systèmes d'oxydation de l'éthanol dans* Acetobacter xylinum. Note (*) de M. **Paul Prieur**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

L'*Acetobacter xylinum* possède deux systèmes d'oxydation de l'éthanol, l'un fonctionnant en milieu alcalin en présence de DPN, l'autre actif en milieu acide est insensible au DPN.

On admet classiquement que le premier stade d'oxydation de l'éthanol est une déshydrogénation en acétaldéhyde, avec intervention d'un transporteur d'hydrogène, le di- ou le triphosphopyridine nucléotide (DPN ou TPN) (1), (2) :

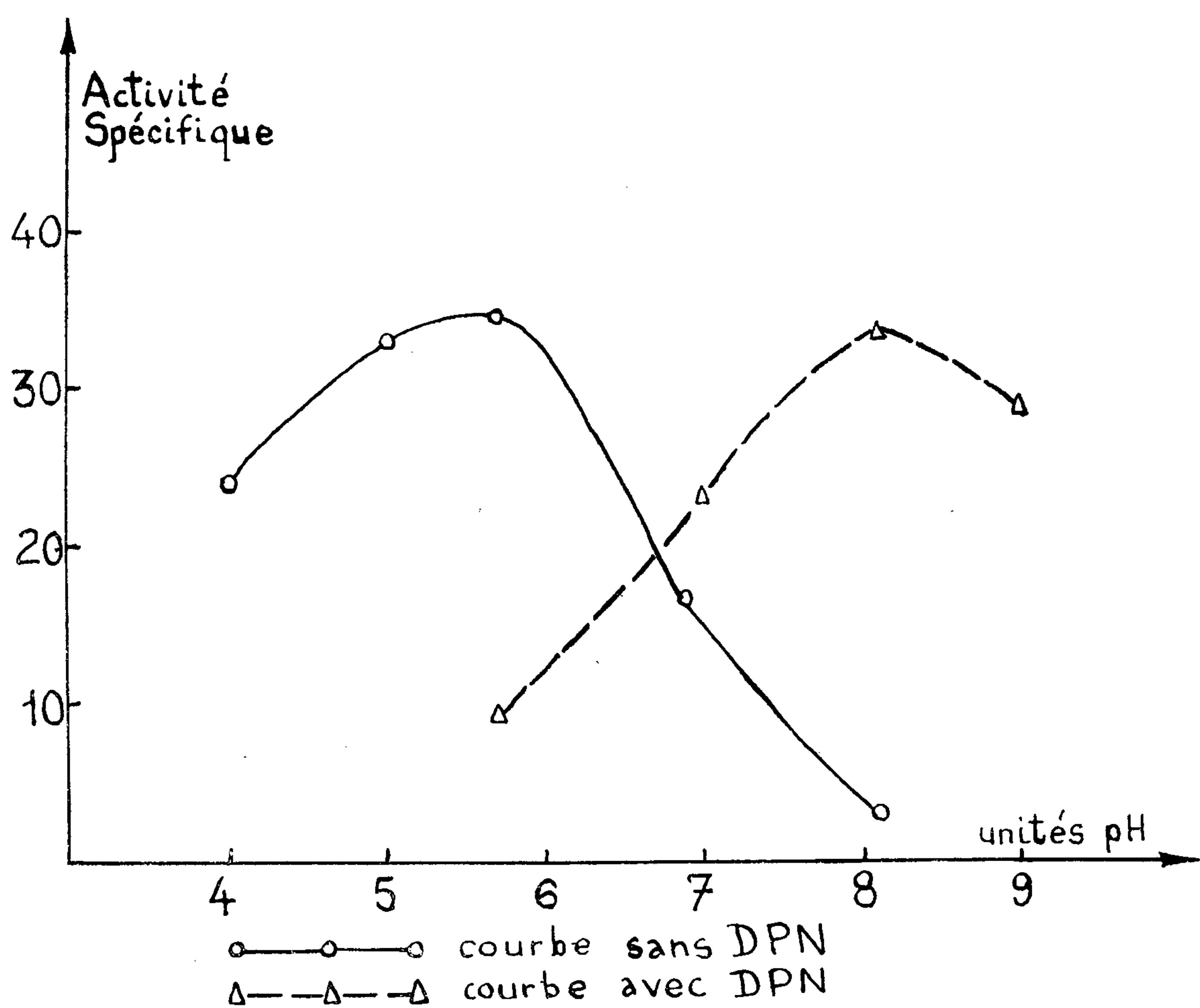


$$\frac{1}{2} CH_3CH_2OH + DPN \rightleftharpoons CH_3CHO + DPNH.$$

Nous avons trouvé, dans les extraits de *Acetobacter xylinum* préparés suivant la technique de H. Mc Ilwain (3), deux systèmes enzymatiques susceptibles d'oxyder l'éthanol. Toutes nos expériences ont porté sur le premier stade d'oxydation, l'acétaldéhyde étant bloqué par la semicarbazide. Nous mesurons la consommation d'oxygène par les extraits suivant la technique manométrique classique de Warburg, à différents pH, en présence et en absence de DPN.

L'extrait brut dialysé permet de construire deux courbes indiquant les variations de l'activité spécifique en fonction du pH (*fig.*) :

— l'une, en absence de DPN, montre un maximum à pH 5,7;
— l'autre, en présence de DPN, un autre maximum à pH 8,1.



Ce même extrait, centrifugé 2 h à 80 000 × g permet une séparation satisfaisante des deux activités.

Oxydation de l'éthanol par l'extrait de Acetobacter xylinum.

	pH 5,7.			pH 8,1 (+ DPN).		
	Activité		Pourcentage d'activité retrouvée.	Activité		Pourcentage d'activité retrouvée.
	spécifique (*).	totale (**).		spécifique.	totale.	
Extrait initial	31	84 000	–	36	97 700	–
Surnageant	0	0	0	2	1 950	2
P. Ax	51,5	83 000	98,7	12	19 300	19,7
Surnageant + P. Az. v,	0	0	0	58,5	57 000	58,5
P. Ax + P. Az. v.	51	82 110	97,9	–	–	–

(*) Activité spécifique : µl d'oxygène consommé par milligramme de protéine et par heure.
(**) Activité totale : activité spécifique × poids de protéines en milligrammes. Protéines dosées d'après la technique de Gornall, Bardawill, David ([5]).
P. Ax : particules d'*Acetobacter xylinum.*
P. Az. v. : particules d'*Azotobacter vinelandii.*
Le système contient :

Éthanol	25 µm	Semi-carbaside	250 µm
DPN	5 µm	Tampon phosphate de potassium pH 5,7 ou 8,1	200 µm

Extrait initial	2,26	mg de protéines
Surnageant	2,70	»
P. Ax	2,44	»
Eau : q. s. p	2	ml

Nous constatons que les particules renferment la quasi-totalité de l'activité acide (99 %), ainsi qu'une faible part de l'activité alcaline (20 %), cette dernière pouvant s'expliquer par le fait que nous travaillons avec des particules non lavées. Dans le surnageant, par contre, on ne retrouve directement aucune des deux activités. Mais, si l'on ajoute au surnageant des particules de *Azotobacter vinelandii* ([4]), on restaure son activité alcaline. Comme ces particules d'Azotobacter possèdent une DPNH-oxydase, nous en concluons que *Acetobacter xylinum* oxyde l'éthanol en milieu alcalin par un système enzymatique soluble qui ne peut fonctionner qu'en présence de DPN, à la condition que ce transporteur d'hydrogène soit réoxydé par une oxydase présente dans les particules. Ce système est évidemment différent de celui qui fonctionne en milieu acide et qui, lui, n'exige pas la présence du DPN.

Cette notion de deux systèmes d'oxydation se trouve confirmée par des essais de fractionnement à l'aide du sulfate d'ammonium. Dans ce cas, l'activité acide se trouve entièrement dans le précipité obtenu entre 0 et 30 % de saturation, l'activité alcaline dans le précipité obtenu à partir de 50 % de saturation.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

([1]) *Methods in enzymology*, 1, 1955, p. 500.

([2]) *Methods in enzymology*, 1, 1955, p. 504.

([3]) *J. Gen. Microbiol.*, 2, 1948, p. 228.

([4]) Ces particules sont obtenues par centrifugation d'un extrait de cellules préalablement traitées par l'acétone. Nous avons vérifié qu'elles n'ont par elles-mêmes aucune action sur l'éthanol quel que soit le pH, et ceci en présence comme en absence de DPN.

([5]) A. G. GORNALL, C. J. BARDAWILL et M. DAVID, *J. Biol. Chem.*, 117, 1949, p. 751.

PHARMACOLOGIE. — *Sur une nouvelle série de composés neuroplégiques dérivés de la phénothiazine*. Note (*) de MM. **JOSEF SCHMITT**, **JACQUES MERCIER**, **MICHEL AUROUSSEAU**, **ANDRÉ HALLOT** et **PIERRE COMOY**, présentée par M. Léon Binet.

On sait que les propriétés sédatives de la prométhazine (I) sont renforcées si l'on substitue à la chaîne diméthylamino-isopropylique greffée sur l'atome d'azote de la phénothiazine le radical diméthylaminopropylique non ramifié (promazine) (II). En outre, en créant simultanément sur le noyau de la phénothiazine une asymétrie par l'introduction d'un radical convenable, de préférence en position 3, on obtient des dérivés hautement actifs tels que la chlorpromazine (III).

Il nous a paru intéressant de remplacer l'atome de chlore, qui est présent dans la molécule de la chlorpromazine et que l'on rencontre peu dans les substances naturelles, par un groupement acylique dérivant d'un acide

gras de faible poids moléculaire. En effet le groupe cétonique est considéré lui-même comme un radical hypnogène et, l'acétophénone, par exemple, a déjà été utilisée en Pharmacopée sous le nom d'hypnone; de plus les amino-cétones phénothiaziniques ainsi envisagées, appartiennent à une classe réputée pour des activités pharmacodynamiques fortement prononcées.

Dans le tableau suivant nous résumons les données physiques concernant les quatre premiers termes de cette série, leurs sels, leurs oximes et, pour deux d'entre eux, leurs iodométhylates. Dans un travail ultérieur nous reviendrons sur la préparation de ces substances.

S
N
|
CH_2
|
$CH—CH_3$
|
N
H_3C CH_3

(I)

S
N R
|
CH_2
|
CH_2
|
CH_2
|
N
H_3C CH_3

(II) $—R=H$,
(III) $—R=Cl$,
(IV) $—R=CO—CH_3$,

(V) $—R=CO—CH_2—CH_3$,
(VI) $—R=CO—CH_2—CH_2—CH_3$,
(VII) $—R=CO—CH_2—CH_2—CH_2—CH_3$.

R.	$—CO—CH_3$.	$—CO—CH_2—CH_3$.	$CO—CH_2—CH_2—CH_3$.	$CO—CH_2—CH_2$ / $CH_3—CH_2$
Aminocétone.....	Huile jaune (IV) $É_{0,2}$ 225°	Cristaux jaunes (V) F 69-70° $É_1$ 250°	Huile jaune-orange (VI) $É_1$ 260-270°	Huile jaune-rouge (VII) $É_{0,4}$ 230°
Oxalate acide....	Cristaux jaune pâle (méthanol) F 187-189° Décomposition	Cristaux jaunes (méthanol) F 147-149° Décomposition	—	—
Maléate acide....	Cristaux jaunes F 135-136° (acétate d'éthyle) (1522 CB)	Cristaux jaune brillant (acétone) F 135°	Cristaux jaunes (acétone) F 132-133°	Prismes jaune d'or (acétate d'éthyle) F 110-111°
Oxime..........	Aiguilles incolores (acétate d'éthyle) F 156-157°	Petits cristaux jaune pâle (alcool) F 167-168°	Cristaux jaunes (alcool) F 142°	Cristaux jaunes (alcool) F 142°
Iodométhylate....	Cristaux jaunes (alcool) F 99-101°	Cristaux jaunes (isopropanol) F 79-80°	—	—

Nous décrirons succinctement les propriétés pharmacodynamiques du maléate acide de l'acétyl-3-diméthylamino-3′ propyl-10 phénothiazine (1522 CB). Les propriétés des autres corps seront données ultérieurement.

Le 1522 CB se distingue par son action adrénolytique et ses effets dépresseurs sur le système nerveux central. Chez le Chien anesthésié au chloralose, ce corps administré par voie veineuse, fait disparaître dès la dose de 0,01 mg/kg l'action hypertensive d'une faible dose d'adrénaline (0,001 à 0,004 mg/kg). Avec 0,1 mg/kg de 1522 CB, l'effet de ces mêmes doses d'adrénaline est franchement inversé.

Sur le système nerveux le 1522 exerce une activité hypnotique propre qui se manifeste chez la Souris, par voie sous-cutanée dès 1 ou 3 mg/kg. Chez le Chien, à la dose de 0,5 à 1 mg/kg ce corps empêche l'épilepsie corticale par excitation directe du cortex cérébral et il diminue considérablement les réponses électroencéphalographiques (activations) aux stimuli périphériques nociceptifs. A la dose de 0,5 ou 1 mg/kg il prolonge deux à trois fois la durée de l'hypnose (chez la Souris) par divers barbituriques (hexobarbital, mébubarbital, butobarbital, penthiobarbital) et l'effet anesthésique de l'éther. A ces mêmes doses il potentialise chez la Souris, l'action analgésiante de la morphine. Ces effets peuvent être expliqués par la dépression qu'il exercerait sur l'activité du centre activateur ascendant de la substance réticulée du tronc cérébral : réactivité qui, ainsi que l'ont montré les travaux de Magoun et Moruzzi, conditionne l'état vigile du cortex.

De plus le 1522 CB se révéle être un anti-émétique puissant (chez le Chien soumis à l'action de l'apomorphine); il se montre très hypothermisant chez la Souris et le Rat. Il inhibe très fortement certains réflexes cardio-vasculaires centraux tels que ceux dus à l'anoxie ou à l'occlusion des carotides.

Administrée par voie veineuse, chez le Chien, cette substance manifeste des propriétés hypotensives et diminue le travail du cœur.

A la périphérie ce corps possède un pouvoir anesthésique local de surface comparable à celui de la cocaïne. De plus, administré au Lapin, par voie sous-cutanée, à la dose de 0,5 mg/kg il potentialise l'anesthésie de la cornée par la cocaïne. Chez cette même espèce le 1522 renforce également la curarisation par le triiodoéthylate de gallamine (3697 R. P.).

Cette substance ne possède qu'un faible pouvoir anti-sécrétoire vis-à-vis de la sécrétion salivaire provoquée par excitation de la corde du tympan. Enfin ses propriétés antispasmodiques et antihistaminiques sont modérées.

La toxicité aiguë du 1522 CB a été déterminée chez la Souris. La dose léthale 50 % par voie veineuse est de 70 mg/kg (poids de la base) et de 130 mg/kg par voie buccale. Des essais d'intoxication chronique poursuivis chez le Rat pendant plus de 250 jours n'ont révélé aucune action nocive ni sur la crois-

sance des animaux, ni sur leur formule sanguine, ni sur leurs fonctions hépatiques ou rénales.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

VIROLOGIE. — *Influence de quelques facteurs sur la multiplication du virus de la mosaïque du tabac dans des disques de feuilles immergés.* Note de M. **Léon Hirth**, Mme **Rose Galzy** et M. **Pierre Slizewicz**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'étude de la multiplication du virus de la mosaïque du tabac dans des disques de feuilles immergés permet de mettre en évidence l'action du lait de coco, de l'acide indole acétique, des sels minéraux et de la lumière sur la multiplication du virus.

G. Segretain (1), L. Hirth et G. Segretain (2) ont montré que le lait de coco n'avait pas d'action directe sur la teneur en virus de la mosaïque du tabac contenu dans des cals de Crown-gall de tabac cultivés *in vitro*. Cependant comme nous l'avions trouvé il existe une compétition entre la multiplication du virus et celle des cellules (2); il était intéressant d'étudier l'action du lait de coco sur la multiplication du virus quand celui-ci se développe dans des cellules qui ne se divisent guère.

Les essais sont entrepris sur des disques de feuilles de *Nicotiana tabacum* (variété White Burley). Les feuilles sont inoculées *in situ* avec une suspension purifiée contenant environ 3 mg de virus par millilitre; 24 h après, les feuilles sont prélevées et l'on y découpe avec un emporte-pièce des disques de 4,5 cm de diamètre. Les disques mouillés sur leurs deux faces sont laissés flottants dans les milieux liquides répartis dans des boîtes de Pétri; ils y sont abandonnés huit jours, soit à la lumière, soit à l'obscurité. En fin d'expérience le virus est extrait des disques par deux centrifugations à 6 000 t/mn alternant avec deux ultracentrifugations à 35 000 t/mn; remis en suspension il est titré en mesurant au spectrophotomètre de Beckman l'absorption des solutions à 2 650 Å; les résultats sont vérifiés par la méthode sérologique classique et par celle des lésions locales provoquées par l'inoculation des suspensions à *Nicotiana glutinosa*.

Au cours des essais on constate que certains milieux contenant du lait de coco favorisent le développement de bactéries et de champignons malgré la présence de sulfadiazine (0,100 mg/l) et de nystatine (0,080 mg/l); on a procédé pour un certain nombre d'expériences à la stérilisation des feuilles par un bref passage dans l'hypochlorite de calcium ce qui, comme nous l'avons vérifié, ne modifie pas la multiplication du virus. D'autre part, on a observé que les produits bactériens et fongiques qui polluaient le milieu n'apportaient aucun changement aux faits observés.

Les milieux, ajustés à pH 50, ne sont généralement pas renouvelés pendant la durée de l'expérience afin d'être dans des conditions aussi voisines que possible de celles des cultures de tissus. Trois sortes de milieux de base sont utilisées : eau, solution de Knop diluée au demi, solution de Knop au demi additionnée d'Acide Indole Acétique (A. I. A.) à la concentration de 10^{-6}; à ces milieux on ajoute du lait de coco dont la concentration finale varie entre 5 et 15 %.

Dans une première série d'essais faits à la lumière on observe, en absence de source carbonée dans les milieux de base, que le lait de coco favorise la multiplication du virus de façon significative. Les milieux à base de Knop au demi et à 10 % de lait de coco sont ceux qui ont donné les différences les plus considérables. Le lait de coco agit sans doute dans ce cas grâce aux éléments carbonés qu'il contient. De façon à éliminer l'apport énergétique dû aux glucides présents dans le lait de coco les essais sont repris en ajoutant 20 g de glucose par litre aux milieux de base. Les expériences sont réalisées à la lumière et à l'obscurité.

Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus au cours de plusieurs essais effectués à la concentration de 10 % de lait de coco qui s'est révélée la plus intéressante.

Milieux de base additionnés de 20 g de glucose par litre.	Disques disposés à la lumière (*).			Disques disposés à l'obscurité (*).		
	Traités (10 % de lait de coco).	Témoins.	Différence en % par rapport au témoin.	Traités (10 % de lait de coco).	Témoins.	Différence en % par rapport au témoin.
Eau...............	949	923	+ 2,8	678	633	+ 2
Knop au demi......	791	1 197	−36,5	544	796	−31,7
Knop au demi + AIA à 10^{-6}.....	906	1 043	−13,1	791	660	+19

(*) Les chiffres donnés représentent la teneur en virus de deux disques exprimée en divisions de l'appareil de Beckman (moyenne de 6 à 12 mesures).

Les résultats ci-dessus étudiés statistiquement montrent :

1° *A la lumière*, qu'en présence de Knop au demi additionné de glucose le lait de coco inhibe de façon significative la multiplication du virus. Si l'on ajoute du A. I. A. à ce milieu, bien qu'il y ait toujours inhibition, celle-ci n'est plus significative.

2° *A l'obscurité*, l'inhibition est importante et significative pour les milieux à base de Knop sans A. I. A., mais en présence de cette dernière substance l'effet du lait de coco est inversé et l'on observe une exaltation significative de la multiplication du virus.

En absence de sels le lait de coco est sans action.

Nous avons tout d'abord pensé que l'activité du lait de coco sur la multiplication du virus pourrait être due aux substances de croissance

qu'il contient; en effet le diamètre des disques plongés dans le lait de coco augmente légèrement. Cette augmentation est plus forte (0,5 cm en moyenne) pour ceux plongés dans les milieux contenant 10^{-6} de A. I. A.

Afin de déterminer le rôle du A. I. A. dans les expériences précédemment décrites un essai a été réalisé avec des milieux contenant du Knop au demi additionnés de 20 g de glucose par litre et de 10^{-6} ou 10^{-7} de A. I. A. Dans ces conditions on ne trouve aucune différence significative entre la teneur en virus des disques traités et celle des témoins, tant à la lumière qu'à l'obscurité. Il n'y a donc pas d'action directe, aux concentrations employées, de l'auxine sur la multiplication du virus : l'activité du lait de coco ne saurait être attribuée aux substances du type auxine qu'il contient.

En conclusion : 1° Le lait de coco a des actions diverses suivant les conditions dans lesquelles on l'emploie.

En l'absence de substances carbonées, il joue un rôle trophique et favorise la multiplication du virus. En présence de glucose, il inhibe à la lumière la multiplication du virus; cette inhibition se retrouve à l'obscurité sauf quand on ajoute au milieu du A. I. A.; dans ce cas le lait de coco favorise la multiplication du virus. Ces actions jouent bien sur la multiplication du virus et non sur l'infection des cellules puisque les disques de feuilles sont inoculés 24 h avant d'être traités.

2° Le A. I. A. permet de mettre en évidence l'existence probable de deux fractions dans le lait de coco : une fraction qui aurait des propriétés excitatrices de la multiplication du virus et ne se manifestant qu'à l'obscurité et en présence de A. I. A., l'autre ayant des propriétés inhibitrices se révélant surtout en absence de A. I. A. Ainsi l'auxine à des concentrations d'ordre biologique exercerait une action indirecte sur la multiplication du virus. Des recherches sont entreprises pour déterminer le mode d'action du A. I. A. et déterminer si cette action se retrouve sur d'autres substances.

3° La lumière joue un rôle important dans la multiplication du virus non seulement parce qu'elle est un des éléments fondamentaux du processus photosynthétique mais parce qu'elle intervient également au niveau de l'auxine dont elle modifie la teneur et la répartition dans les tissus végétaux. En milieu glucosé il y a des différences importantes entre la teneur en virus des disques exposés à la lumière et ceux mis à l'obscurité, la lumière intervient donc dans la multiplication du virus autrement qu'en fournissant les substances carbonées indispensables.

4° L'action du lait de coco se fait surtout sentir en présence de sels minéraux.

Enfin l'absence d'action directe importante du lait de coco sur la multi-

plication du virus en culture de tissus à la lumière et en présence de substances de croissance, affirmée par Hirth et Segretain, est confirmée.

(1) *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1342.
(2) *Ann. Inst. Pasteur*, 91, 1956, p. 523.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Action des acides nucléiques, des acides adénosine-phosphoriques et de l'adénine sur des solutions de collagène* A. Note (*) de M[lle] **Suzanne Bazin** et M. **Albert Delaunay**, transmise par M. Gaston Ramon.

Il nous a paru intéressant, dans le cadre de nos recherches, d'étudier l'action des acides nucléiques et de leurs dérivés sur des solutions de collagène A.

A. Matériel utilisé. — 1. *Collagène.* — Nous nous sommes servis, comme pour toutes (ou presque toutes) nos recherches antérieures, de solutions de collagène A (Nageotte, 1927). Nos solutions étaient limpides et âgées, au maximum, de quatre jours (quantité de collagène dissous d'après les dosages d'azote et d'hydroxyproline : environ 0,8 mg/ml).

2. *Acides nucléiques et dérivés : Acide ribonucléique* et *acide désoxyribonucléique* (DNR) (« *Nutritional Biochemicals Corporation* ») ; *Acide adénosine-triphosphorique* (ATP) (1) (Hoffmann-Laroche); *Acide adénosine-5-monophosphorique* (AMP) (Industrie biologique française); *Adénine* (Hoffmann-Laroche).

B. Technique expérimentale. — Sont ajoutées en volume égal à divers échantillons d'une solution de collagène A, des solutions des substances énumérées ci-dessus, solutions variables par leur pH et la quantité de substances dissoutes. Quand nous opérions dans une zone de pH comprise entre 1,5 et 4,3, nous avons ajusté dans un premier temps, à un même pH, la solution de collagène et les solutions d'acides ou d'adénine. Pour les pH compris entre 4,3 et 12, nous avons ajusté seulement le pH des solutions d'acides ou d'adénine (celui de la solution de collagène restant fixé à 4,3, qui est le pH normal de cette solution). Les modifications du pH du milieu, après mélange de deux solutions, ont été notées dans chaque cas. Comme nous le montrerons plus loin, toutes les substances étudiées se sont montrées capables de précipiter le collagène A. Pour chaque substance, nous avons déterminé, outre la zone de pH où se produit un précipité et le pH optimum de la précipitation, la dose précipitante limite et la dose précipitante optimum (c'est-à-dire celle qui conduit à la formation d'un précipité qui contient tout le collagène présent et la plus grande partie de la substance précipitante). La présence, dans le surnageant, du collagène était décelée par l'addition de ClNa (existe-t-il encore du collagène dissous,

le sel le précipite), celle des acides nucléiques par la réaction de Bial, des acides adénosine-phosphoriques par la recherche du P après hydrolyse, de l'adénine par l'addition de NO_3Ag ammoniacal. Pour détecter la présence de la substance précipitante dans les précipités, nous avons fait subir à ceux-ci une hydrolyse à + 105° en présence de ClH 2N. Dans les hydrolysats, nous avons mis en évidence les acides nucléiques par la réaction de Bial et le dosage du phosphore, les acides adénosine-phosphoriques également par un dosage du phosphore.

Parallèlement aux expériences précédentes, nous nous sommes efforcés de mesurer la stabilité des combinaisons collagène-acides nucléiques. Pour cela, nous avons soumis des précipités obtenus à dose précipitante optimum et au pH optimum de précipitation, isolés par centrifugation puis lavés, à l'action de différents facteurs :

a. Chaleur. — Les précipités maintenus dans 2 ml d'eau amenée au pH optimum de précipitation sont chauffés 3 mn à différentes températures. On note la température de contraction ou de dissolution.

b. Cl_2Ca. — Les précipités sont repris par des solutions de Cl_2Ca de concentrations croissantes. On note la concentration qui entraîne une dissolution.

c. pH. — Les précipités sont repris par 2 ml d'eau amenée à différents pH (de part et d'autre de la zone de pH où se produit normalement une précipitation). Sont notés les pH où, cette fois encore, est observée une dissolution.

C. Résultats. — 1. Les acides nucléiques et leurs dérivés que nous avons utilisés se sont montrés capables de précipiter le collagène A. Mais, d'un corps à l'autre, comme le montre le tableau I, les faits recueillis ont été assez différents. Ajoutons que, dans un milieu de pH 4,3, adénine et AMP n'entraînent aucune précipitation et que celle-ci est très lente avec l'ATP (elle exige 3 h pour se produire, alors que les précipitations de l'ordre de celles que nous examinons ici ne demandent normalement pour apparaître que quelques minutes).

Tableau I.

Substance utilisée pour précipiter le collagène.	Dose limite précipitante.	Dose optimum précipitante.	Zone de pH où se produit un précipité.	pH optimum de précipitation.
Acide désoxyribonucléique	0,01 mg	0,10 mg	3 à 8	4,3
Acide ribonucléique	0,10 mg	0,25 mg	2 à 7,4	4,3
Acide adénosine triphosphorique	M/500	M/100	3,5 à 9	4,3
Acide adénosine monophosphorique	M/500	M/100	6 à 10	6,5
Adénine	M/500	M/100	6,7 à 10	7,1

2. Dans les précipités, nous avons trouvé des quantités relativement fortes d'acides nucléiques, beaucoup plus faibles d'acides adénosine-phosphoriques; les liquides surnageants, par ailleurs, contenaient un excès

appréciable de substance précipitante quand avaient été mis en œuvre les acides adénosine-phosphoriques et l'adénine.

3. Les caractères propres à chaque précipité obtenu sont indiqués dans le tableau II.

TABLEAU II.

Substance précipitante.	Aspect du précipité.	Température de dissolution du précipité (°C).	Concentration de Cl_2Ca qui dissout le précipité (M).	Limites de pH au-delà desquelles se dissout le précipité.
Acide désoxyribonucléique........	Fibres longues agrégées	57	0,06	$\leqq 2$ $\geqq 12$
Acide ribonucléique..............	Fibres longues mal formées	57	0,06	$\leqq 2,5$ $\geqq 12$
Acide adénosine triphosphorique...	Fibres très courtes	52	0,03	$\leqq 3$ $\geqq 12$
Acide adénosine monophosphorique.	Fibres courtes mal formées	52	0,01	$\leqq 5$ $\geqq 12$
Adénine........................	Fibres courtes mal formées	52	0,05	$\leqq 5$ $\geqq 12$

Conclusions. — Adénine, AMP, substances de poids moléculaires peu élevés, précipitent le collagène A *in vitro* mais ils le font dans une zone de pH étroite qui ne comprend pas le pH normal de la solution de collagène. En outre, les fibrilles obtenues sont mal formées. La précipitation du même collagène par le ATP a lieu dans une zone large de pH mais elle se produit lentement. Par ailleurs, elle donne naissance à des fibrilles anormalement courtes [fait peut-être à rapprocher de ceux rapportés par Gross et ses collaborateurs (²)]. Les acides nucléiques et surtout le DRN précipitent le collagène A mieux que les corps précédents (précipitation dans une zone large de pH, obtention de belles fibrilles, faible reliquat d'acides dans le surnageant).

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(¹) Nous avons utilisé, *aussitôt faites*, les solutions de ATP. Quand on essaie de doser la quantité de phosphore, libérée dans le milieu, 3 h après l'addition de ATP au collagène, on obtient des chiffres nuls ou tout à fait négligeables.

(²) J. GROSS, J. H. HIGHBERGER et F. O. SCHMITT, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 40, 1954, p. 679.

THÉRAPEUTIQUE EXPÉRIMENTALE. — *Sur un effet protecteur de l'adrénostérone dans l'athérome expérimental à l'adrénaline*. Note de MM. **Cyrille Plotka**, **Robert Jequier** et **Léon Velluz**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

La Δ^4-androstène 3.11.17-trione ou adrénostérone, isolée de la surrénale par Reichstein (1), est considérée comme l'un des termes probables du métabolisme des hormones corticosurrénales. La seule propriété de ce stéroïde mise en évidence à ce jour est une activité androgène, d'ailleurs faible (1), (2).

Au cours de recherches sur la prévention de l'athérome expérimental, nous avons constaté que l'adrénostérone s'oppose partiellement à l'apparition des athéromes aortiques provoqués, chez le Lapin, par injection d'adrénaline.

Les lésions athéromateuses produites par injection intraveineuse d'adrénaline ont été décrites pour la première fois par M. O. Josue (3) et M. Loeper (4). Depuis lors, divers auteurs (5), (6) les ont étudiées, en administrant l'adrénaline soit seule, soit de pair avec une addition de cholestérol dans la ration des animaux (5). Il existe, selon ces auteurs, des différences entre les lésions produites par l'adrénaline et celles obtenues par ingestion de cholestérol, en particulier le fait que l'artériopathie due à l'adrénaline débute par une sclérose puis une nécrose de la media tandis que l'athérome dû au cholestérol débute par une lésion de l'intima. A un stade plus avancé, cependant, apparaît aussi chez un certain nombre d'animaux recevant l'adrénaline, une prolifération concomitante de l'intima.

Nos expériences ont été conduites de la manière suivante. Quatre groupes de 10 lapins adultes — 20 mâles et 20 femelles pesant environ 2 kg et nourris normalement — ont reçu 50 μg par kilogramme d'adrénaline, en solution saline physiologique, par voie veineuse, chaque jour sauf le samedi et le dimanche, pendant deux semaines. Quelques animaux sont morts après la première ou la seconde injection d'adrénaline, par suite d'une sensibilité plus élevée à cette hormone.

Un groupe de lapins de chaque sexe n'a reçu que l'adrénaline et a servi de témoin. Le second groupe a reçu, en outre, une injection sous-cutanée de 5 mg par kilogramme d'adrénostérone en suspension aqueuse, les mêmes jours que l'adrénaline.

Les animaux furent sacrifiés à la fin de la deuxième semaine, le cœur et l'aorte thoracique et abdominale prélevés et incisés pour un examen minutieux. Les athéromes étaient localisés à l'aorte thoracique, surtout dans la région de la crosse aortique. On a noté, en outre, dans un assez grand nombre de cas, une péricardite, chez les animaux atteints. Il est à

remarquer que, de même qu'en pathologie humaine et que dans l'athérome expérimental obtenu par d'autres moyens, en particulier par ingestion de cholestérol, les mâles sont plus sensibles que les femelles à l'artériopathie adrénalinique.

Mais si quelques animaux ayant reçu l'adrénostérone présentaient des lésions athéromateuses, la plupart en étaient totalement indemnes, comme le montre le tableau ci-dessous :

	Mâles.		Femelles.	
	Nombre d'animaux ayant survécu à l'injection d'adrénaline.	Nombre d'animaux atteints d'athérome.	Nombre d'animaux ayant survécu à l'injection d'adrénaline.	Nombre d'animaux atteints d'athérome.
Témoins	10	10	6	3
Animaux traités à l'adrénostérone	7	2	8	1

Un tel résultat suggère de nouvelles recherches, afin de vérifier s'il peut être étendu à d'autres athéromes expérimentaux, notamment à l'athérome au cholestérol. Il permet déjà, néanmoins, d'entrevoir une propriété nouvelle de l'un des stéroïdes extraits de la corticosurrénale.

(1) T. Reichstein, *Helv. Chim. Acta*, 19, 1936, p. 223.
(2) J. Cheymol, F. Caridroit et R. Henry, *VIIIe Congrès de Chimie biologique*, Paris, 1948, p. 192.
(3) *C. R. Soc. Biol.*, 55, 1903, p. 1374.
(4) *C. R. Soc. Biol.*, 55, 1903, p. 1453.
(5) K. F. Benitz, *Arch. exp. Path. Pharmakol.*, 223, 1954, p. 420.
(6) B. Friedman, Y. T. Oester et O. F. Davis, *Arch. int. pharmacodyn.*, 102, 1955, p. 226.

A 15 h 50 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16 h.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE JANVIER 1957

(*suite*).

Mémoire de la Société royale des sciences de Liège. T. XII, fasc. 1-2, 1952 : *Suggestions for new photoelectric observations of the zodiacal light and the counterglow*, by POL SWINGS; 1 fasc. 25 cm.

Id. 4e série. T. III, 1938 : *Considérations relatives à la distribution des conditions physiques au sein des atmosphères stellaires*, par POL SWINGS; T. XIII, fasc. 1-2 : *Radiations cométaires inexpliquées*, par POL SWINGS; T. XV, fascicule unique : *Introduction*, par POL SWINGS; 3 fasc. 25 cm.

Extraits des *Bulletins de l'Académie royale de Belgique* (classe des Sciences), no 2, 1934 : *Sur les atmosphères stellaires contenant ou non de l'oxygène*, par POL SWINGS et *Sur l'absence des bandes d'hydrogène moléculaire dans le spectre des taches solaires*, par POL SWINGS; no 12, 1936 : *Remarques concernant la formation des couches nébulaires émettrices dans les étoiles* Be, par POL SWINGS et M. DÉSIRANT ; no 3, 1937 : *Notes sur les magnitudes absolues des étoiles* Be *et* B, par POL SWINCS et A. GATHOYE; nos 8-9-10, 1937 : *Remarques concernant les couches émettrices des étoiles chaudes à raies d'émission*, par POL SWINGS et D. CRESPIN; 5 fasc. 25 cm.

Extraits de *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*; Vol. 89, 1929 : *A contributions to the study of* β *Canis majoris*, by OTTO SRUVE, POL SWINGS. Vol. 96, no 9, 1936 : *The profile of the absorption lines in rotating stars, taking into account the variation of ionization due to centrifugal force*, by POL SWINGS, S. CHANDRASEKHAR; Vol. 97, no 1, 1936 : *On the distribution of the absorbing atoms in the reversing layers of stars and the formation of blended absorptions lines*, by POL SWINGS, A. CHANDRASEKHAR; Vol. 97, no 3, 1937 : *A note on molecular absorption in interstellar space*, by POL SWINGS. Edinburgh, Scotland by Neill and Co Ltd; 4 fasc. 25,5 cm.

Extraits de *Ciel et terre*, no 3, 1937 : *L'absorption interstellaire*, par POL SWINGS ; no 5, 1939 : *Les raies ou bandes d'absorption interstellaire non encore identifiées et leurs rapports avec l'optique des corps solides aux très basses températures*, par POL SWINGS; nos 10-11-12, 1947 : *Le premier demi-siècle de l'Observatoire Yerkes*, par POL SWINGS; nos 1-2, 1948 : *La physicochimie des Comètes*, par POL SWINGS. Bruxelles, L'Avenir; 4 fasc. 24 cm.

Extrait des *Annales d'astrophysique*, 1938 : *Les constituants physiques de l'espace interstellaire*, par POL SWINGS; T. XI, fasc. 4, 1948 : *Anomalies in the earliest spectral types*, by POL SWINGS ; T. XIII, fasc. 2, 1950 : *Le spectre de l'étoile supergéante* 1 Puppis de classec A2 cp, par POL SWINGS; T. XIII, fasc. 2, 1950 : *The Shell spectrum of* BD-14° 1971 (PGC 1985) *in* 1947, by POL SWINGS; T. XV, fasc. 1, 1952 : *Hydrates de gaz dans les noyaux cométaires et les grains interstellaires*, par A. H. DELSEMME et POL SWINGS; T. XV, fasc. 3, 1952 : *Les spectres de treize nébuleuses planétaires et de leurs noyaux*, par POL SWINGS et J. W. SWENSSON; T. XVI, fasc. 2, 1953 : *Carbon stars, cormets and combustion phenomena*, by B. ROSEN, POL SWINGS; T. XVI, fasc. 4, 1953 : *Le rôle des poussières dans*

les atmosphères des étoiles froides, par POL SWINGS; T. XVI, fasc. 5, 1953 : *Nouvelles correspondances entre les spectres des comètes et des étoiles* N, par POL SWINGS; 9 fasc. 27,5 cm.

Extraits de *Scientia*, 4^e^ série, 1939 : *Une grande énigme de la spectroscopie astronomique : le spectre de raies d'émission de la couronne solaire*, par POL SWINGS; 6^e^ série, 1948 : *Réflexions au sujet de l'astrophysique moléculaire*, par POL SWINGS; 6^e^ série, 1950 : *Aérophysique et Astrophysique*, par POL SWINGS. Paris, Presses Universitaires de France; 3 fasc. 24 cm.

Extraits de *Publications of the astronomical Society of the Pacific*. Vol. 52, n° 306, 1940 : *New emission lines in mira ceti*, by POL SWINGS ; n° 307, 1940 : *The spectrum of* μ *centauri*, by POL SWINGS; n° 309, 1940 : *A note on stars with nebulous absorption lines*, by POL SWINGS, OTTO STRUVE; n° 310, 1940 : *The spectrum of* ρ *cygni in the region* λ 3000-λ 3300, by POL SWINGS, OTTO STRUVE; Vol. 53, n° 314, 1941 : *On the emission lines in the spectrum of* BD + 20° 2465, by POL SWINGS, OTTO STRUVE ; Vol. 54, n° 319, 1942 : *Spectra of Comets*, by POL SWINGS; n° 321, 1942 : *Molecules : their role in astronomy*, by POL SWINGS; Vol. 55, n° 327, 1943 : *Forbidden lines of ionized nickel in the spectra of bright-lines stars*, by POL SWINGS; Vol. 56, n° 329, 1944 : *Suggestions for infrared observations of the solar Corona*, by POL SWINGS; n° 333, 1944 : *Possibilities of astronomical spectroscopy in the infrared : The infrared spectrum of* ρ *Cygni-Forbidden lines of* Cr II, Ni II *and* Fe II, by POL SWINGS; Vol. 57, n° 336, 1945 : *The line spectrum of the solar Corona*, by POL SWINGS; N° 334, 1945 : *The evaporographic method of infrared photography*, by POL SWINGS; 12 fasc. 23 cm.

Extraits de *Astronomical Society of the Pacific*, n° 175, 1943 : *Fluorescence in astronomy*, by POL SWINGS; N° 273, 1952 : *Astrophysics*, 1951, by POL SWINGS; N° 286, 1953 : *Astrophysics and Industry*, by POL SWINGS. San Francisco, Mount Wilson Observatory; 3 fasc. 17 cm.

Extraits de la *Revue universelle des mines*, 9^e^ série. T. II, n° 6, 1946 : *Astrophysique et Industrie*, par POL SWINGS; T. III, n° 5, 1947 : *La bataille des laboratoires*, par POL SWINGS et L. DE MERRE; T. III, n° 8, 1947 : *L'apport de l'ingénieur à la victoire*, par POL SWINGS ; T. III, n° 9, 1947 : *Quelques commentaires sur les sources lumineuses d'avenir en spectrochimie*, par POL SWINGS; T. VI, n° 3, 1950 : *Exposé des travaux de l'Institut d'Astrophysique de l'Université de Liège*, par POL SWINGS. Liège, H. Vaillant-Carmanne; 5 fasc. 30 cm.

Extraits de *The astrophysical Journal*. Vol. LXXV, n° 3, 1932 : *On the interpretation of the emission lines in stars of early spectral class*, by OTTO STRUVE, POL SWINGS. Vol. LXXVI, n° 1, 1932 : *Minor contributions and notes*, by J. E. MACK, POL SWINGS, OTTO STRUVE. Vol. LXXXIII, n° 2, 1936 : *A search for the bands of boron compounds in stellar spectra*, by POL SWINGS. Vol. LXXXIII, n° 3, 1936 : *A note on the formation of stellar absorption lines*, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. Vol. LXXXVI, n° 4, 1937 : *Considerations regarding interstellar molecules*, by POL SWINGS, L. ROSENFELD. Vol. LXXXVIII, n° 2, 1938 : *On the intensity distribution in the bands of cometary spectra*, by POL SWINGS, M. NICOLET. Vol. LXXXVIII, n° 4, 1938 : *On the integration of the equation of radiative transfer*, by POL SWINGS, L. DOR. Vol. LXXXVIII, n° 5, 1938 : F_e III *lines in stellar spectra*, by POL SWINGS, B. EDLEN. Vol. XC, n° 3, 1939 : *New identifications of* F_eIII *in the spectra of early B stars*, by POL SWINGS, B. EDLEN, J. GRANDJEAN. Vol. XCI, n° 5, 1940 : *Spectrographic observations of peculiar stars*, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. Vol. XCII, n° 2, 1940 : *The spectrum of* NGC 6543 *and its nucleus*, by POL SWINGS. *The nebular spectra of two slow novæ* DQ *Herculis and* RT *Serpentis*, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. *The spectrum of the companion of a Scorpii*, by OTTO STRUVE, POL SWINGS. Vol. XCIII, n° 2, 1941 : *The spectrum of the night sky*, by C. T. ELVEY, POL SWINGS, WALTER LINKE. *The spectra of two peculiar stars* MWC 17 *and* CD — 27° 11944, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. *The evolution*

of a peculiar stellar spectrum Z *Andromedæ*, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. Vol. XCIII, nº 3, 1941 : *The spectrum of the Shell of Pleione*, by OTTO STRUVE, POL SWINGS. *The emission lines in the spectra of* B 1985 *and wy geminorum*, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. Vol. XCIV, nº 2, 1941 : *Spectrographic observations of peculiar stars.* II, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. *The spectrum of comet Cunningham* 1940_c, by POL SWINGS, C. T. ELVEY, H. W. BABCOK. *Investigations of typical stellar spectra with high dispersion.* I. *Table of lines in a Cygni*, by OTTO STRUVE, POL SWINGS. Vol. XCV, nº 1, 1942 : *The spectra of Wolf Rayet stars and related objects*, by POL SWINGS. *Spectrographic observations of peculiar stars.* III, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. *Remarks on the spectra of comets* 1941_c (*Paraskevopoulos-De Kock*) *and* 1941_a (Van Gent), by C. T. ELVEY, POL SWINGS, H. W. BABCOK. Vol. XCV, nº 3, 1942 : *Term analysis of the third spectrum of Iron* (F_e III), by B. EDLEN, POL SWINGS, Vol. XCVI, nº 1, 1942 : *The spectrum of comet* 1942_a (Whipple), by D. M. POPPER, POL SWINGS. Vol. XCVI, nº 2, 1942 : *Spectrographic observations of peculiar stars.* IV, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. *Continuous emission in the spectra of gaseous nebulæ*, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. Vol. XCVI, nº 3, 1942 : *Spectrographic observations of Nova Herculis* (1934) *and Nova Serpentis* (1909) *with identifications of* (F_eV) *and* (F_eIII) *in Nova Pictoris* (1925), by POL SWINGS, OTTO STRUVE. *The interpretation of the spectrum of* HD 1900-73, by OTTO STRUVE, POL SWINGS. Vol. XCVII, nº 2, 1943 : *Spectrographic observations of peculiar stars.* V, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. Vol. XCVII, nº 3, 1943 : *The spectrum of Pleione*, by OTTO STRUVE, POL SWINGS. Vol. XCVIII, nº 1, 1943 : *Spectrographic observations of peculiar stars.* VI, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. *Recent progress in astrophysics*, by POL SWINGS. Vol. XCVIII, nº 3, 1943 : *The spectrum of* a^2 *Canum venaticorum*, by OTTO STRUVE, POL SWINGS. Vol. XCIV, nº 1, 1944 : *Astrophysical research in France in* 1940-1942, by POL SWINGS. *Solar research in Belgium during* 1942, by POL SWINGS. Vol. C, 1944 : *Doubly ionized rare earths in* a_2 *Canum venaticorum*, by POL SWINGS. Vol. CI, 1945 : *Comparative study of the red and violet systems of cyanogenbands*, by ARTHUR S. KING, POL SWINGS. *A strong infrared radiation from molecular nitrogen in the night sky*, by JOEL STEBBINS, A. E. WHITFORD, POL SWINGS. Vol. CII, 1945 : *Identification of the post-maximum lines in the spectrum of nova* (*RS*) *Ophinchi*, by A. H. JOY, POL SWINGS, Vol. CV, 1947 : *The relative intensities of the coronal and other forbidden lines*, by I. S. BOWEN, POL SWINGS. Vol. CVIII, nº 3, 1948 : *Polyatomic molecules in late-type stars*, by POL SWINGS, A. MC KELLAR. Vol. CIX, nº 2, 1949 : *Comparison of the* Na *and* N_2^+ *Flashes at Twilight and Dawn*, by POL SWINGS, M. NICOLET. Vol. CX, nº 3, 1949 : *The spectrum of Nova* DQ *Herculis* (1934) *in* 1947 *and* 1949, by POL SWINGS, P. D. JOSE. Vol. CXI, nº 1, 1950 : *The spectrum of comet* 1948 I, by P. D. JOSE, POL SWINGS. Vol. CXI, nº 3, 1950 : *The spectrum of comet Bester* (1947 K), by POL SWINGS, THORNTON PAGE. *The spectra of the Wolf-Rayet stars in the region* λλ 6500-8800, by POL SWINGS, P. D. JOSE. Vol. CXV, nº 1, 1952 : *The spectra of comets* 1950 *b* (*Minkowski*) *and* 1951 *a* (*Pajdusakova*), by POL SWINGS, THORNTON PAGE. Vol. CXVI, nº 1, 1952 : *The spectrum of Nova* DQ *Herculis* (1934) *in* 1950, by POL SWINGS, P. D. JOSE; 50 fasc. 24 cm.

(*A suivre*).

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 14 JANVIER 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **GASTON DELÉPINE**, élu Membre non résidant le 19 novembre 1956 en remplacement de M. *Henri Devaux*, décédé, est introduit en séance par M. le Secrétaire perpétuel pour les Sciences chimiques et naturelles.

M. le Président donne lecture de la Note publiée au *Journal Officiel de la République française* annonçant que, par décret du 27 décembre 1956, son élection a été approuvée ; il lui remet la médaille de Membre de l'Institut et l'invite à prendre place parmi ses Confrères.

Notice nécrologique sur M. LUC PICART, *membre non résidant*, par M. **JULES BAILLAUD**.

Notre confrère **LUC PICART**, décédé le 26 décembre dernier, était le doyen des astronomes français. Il était né à La Hardoye, dans les Ardennes le 4 juillet 1867. Entré à l'École Normale Supérieure à 18 ans, il en sortit en 1888 agrégé des sciences mathématiques; il entra aussitôt après à l'Observatoire de Bordeaux en qualité d'aide-astronome.

A cette époque l'Astronomie en France était encore orientée vers les travaux qui avaient dominé le XIX^e^ siècle, l'étude du mouvement des astres du système solaire et la détermination des positions des étoiles sur la voûte céleste. Les données étaient obtenues visuellement par des observations successives des astres individuels. Le travail matériel d'observation et de calcul était considérable et, il faut le reconnaître, fastidieux. Un jeune astronome, quelle que fût sa valeur, devait tout d'abord faire son apprentissage d'observateur, passer les nuits l'œil à l'oculaire pour observer les astres un à un et se plier aux longs calculs routiniers que de telles observations demandaient. Luc Picart n'y manqua pas. De très nombreuses observations méridiennes pendant les quatre premières années

de son séjour à Bordeaux, puis des observations de comètes et de planètes firent de lui un excellent observateur; certaines de ses observations de comètes ont reçu des calculateurs d'orbites le poids le plus élevé.

Mais ce travail ne pouvait suffire à un esprit aussi distingué que le sien, ni sans doute le satisfaire. A côté de l'astronomie pratique, il s'adonna dès son arrivée à Bordeaux à des recherches théoriques qui aboutirent en 1892 à une thèse de doctorat sur la désagrégation des essaims météoriques. Schiaparelli avait émis l'idée, en 1867, que les étoiles filantes sont des corpuscules de masse très faible faisant partie d'essaims qui constituaient primitivement des noyaux de comètes et qui s'étaient désagrégés sous l'action de l'attraction du Soleil ou des planètes très voisines; les corpuscules s'étaient répartis alors progressivement le long d'une orbite commune. Si la Terre vient à couper une telle orbite, il se produit une pluie d'étoiles filantes : Schiaparelli avait examiné les circonstances de la chute des météores et expliqué les variations qu'on observe dans ce phénomène, mais il ne s'était pas préoccupé de rechercher sous quelles conditions se produisaient la désagrégation d'un essaim, pas plus que d'en expliquer le mécanisme. Luc Picart entrepris cette étude et la conduisit avec une rare élégance. Les résultats auxquels il arriva devinrent classiques. Ils ont fait l'objet d'un chapitre du *Traité de Mécanique céleste* de Tisserand et ont été utilisés en particulier par Bart J. Bok, d'« Harvard College Observatory » dans un important travail publié en 1934.

Luc Picart aborda ensuite l'étude de la rotation d'un corps variable, la Terre en l'espèce. On sait que sa rotation ne s'effectue pas tout d'une pièce à la manière d'un corps solide. La position du pôle se déplace à sa surface, ce qui entraîne dans les latitudes de petites variations dans lesquelles Chandler avait mis en évidence une période de 430 jours. Luc Picart put élucider quelques particularités de ce phénomène : Discutant ses résultats et ceux obtenus par d'autres savants, il conclut que l'explication de la période de Chandler réside dans la déformation élastique du globe et qu'il suffit d'attribuer à l'ensemble de la Terre un coefficient d'élasticité voisin de celui de l'acier pour retrouver cette période.

Ces deux importants travaux avaient classé Luc Picart parmi les meilleurs spécialistes de la Mécanique céleste; aussi, en 1898, la succession de Souillart, lui-même un spécialiste de cette science, lui fut-elle offerte par l'Université de Lille. Quoique, dès 1892 alors qu'il avait à peine 25 ans, il eut été nommé astronome adjoint, fonction importante dans les observatoires, et qu'il eut été chargé d'une maîtrise de conférence à la Faculté des Sciences, il accepta de quitter Bordeaux pour ne garder à Lille qu'une charge d'enseignement. Libéré des travaux assujettissants de l'astronomie pratique, il pouvait ainsi profiter de sa plus grande indépendance pour activer ses recherches théoriques.

Des publications sur des sujets divers de Mécanique céleste et de Mathématiques marquent les années de son séjour à Lille. Citons en particulier des études sur l'Équation de Gylden généralisée, sur l'Invariant intégral de Poincaré, sur la suppression des essais dans le calcul des orbites paraboliques, sur quelques relations simples entre les fonctions de Bessel, sur une hypothèse concernant l'origine des satellites. Le travail le plus important qu'il effectua alors se rapporte à la capture des comètes par le système solaire. Est-il possible qu'un astre de masse très petite qui, primitivement ne faisait pas partie du système solaire reste dans ce système lorsque son mouvement l'y introduit ? Luc Picart a obtenu en réponse à cette question des résultats très intéressants; il a pu montrer que les satellites alors connus ont été, dès l'origine, très voisins des planètes et qu'ils resteront dans leur voisinage.

En 1906 la mort enleva à l'Observatoire de Bordeaux son directeur Rayet. L'Astronomie française traversait alors une crise difficile; elle venait de subir coup sur coup des pertes de personnel exceptionnellement nombreuses; presque la moitié des astronomes les plus distingués avaient disparu. On n'aurait pu trouver dans le personnel restreint des observatoires un savant digne de remplacer Rayet à Bordeaux. Les personnalités dirigeantes de l'Astronomie française furent conduites à chercher leur candidat parmi les savants ayant quitté la carrière des observatoires. Bien que, en occupant la chaire de Souillart, Luc Picart eut montré ses préférences pour des travaux de théorie, il accepta de revenir à Bordeaux. Il n'ignorait pas que les charges d'un directeur d'observatoire l'obligeraient à abandonner en grande partie ses propres recherches. Un directeur d'observatoire doit remplir des fonctions d'administrateur et de directeur scientifique. A ce dernier titre son influence sur l'orientation et sur le rendement des travaux de l'établissement est capitale. La charge est lourde lorsque l'Observatoire est engagé dans des travaux de longue durée qu'il faut mener à bonne fin et qui engagent la responsabilité non d'un astronome particulier mais de l'observatoire tout entier. C'était le cas de l'Observatoire de Bordeaux, un des quatre observatoires français chargés d'une zone de la Carte du Ciel. Rayet avait mis l'œuvre en train. Il en avait arrêté le programme, établi les méthodes; en réalité il avait effectué tout ce qui pouvait le plus intéresser un esprit distingué et original. Son successeur devait prendre la suite de l'œuvre commencée, la terminer, assurer son exactitude. Luc Picart accepta avec courage ce travail qu'on peut considérer comme anonyme et désintéressé. Il le mena avec un plein succès, s'appliquant à perfectionner l'outillage scientifique utilisé et les méthodes en jeu. A côté de l'achèvement de l'œuvre commencée, sa préoccupation principale fut de préparer les recherches auxquelles la Carte du Ciel devait servir de base, tout particulièrement la détermination des mouvements

propres. Pour cela, il dote son observatoire d'un instrument alors nouveau, le blink comparateur, propre à la recherche des mouvements propres sur les clichés stellaires; il en étudia l'application. Il apporta à l'instrument méridien de Bordeaux les derniers perfectionnements connus afin qu'il pût fixer avec la plus grande exactitude la position des étoiles qui devaient servir de repères. Il orienta ses propres recherches vers des sujets plus rapprochés de l'astronomie pratique photographique. Sur les clichés stellaires de la Carte du Ciel apparaissent fort souvent des petites planètes; leurs images ne sont pas rondes comme celles des étoiles; par suite de leur mouvement pendant la pose elles laissent sur le cliché une traînée qu'on peut considérer comme un petit élément de leur orbite. Luc Picart étudia comment on peut utiliser cette traînée pour le calcul d'une première orbite circulaire. Ce travail le conduisit à établir un critérium pour l'identification des petites planètes et à approfondir les méthodes de calcul d'orbites. Il effectua aussi une étude statistique des étoiles faibles dans une région limitée de la Voie Lactée de la zone de Bordeaux, étude dont la conclusion vint à l'appui de ce qui n'était alors qu'une hypothèse mais qui a été bien démontré depuis, que notre galaxie dans son ensemble a la forme d'une spirale.

Sous son impulsion l'activité de l'Observatoire s'est développée dans tous les domaines; le nombre et l'importance des publications de cet établissement en témoigne : sept volumes du *Catalogue photographique du Ciel*, 720 planches de la *Carte du Ciel*, quatre forts volumes d'annales, deux volumes d'observations méridiennes, un volume de mouvements propres, ont marqué son passage à la direction de l'Observatoire. Sans doute cette œuvre a-t-elle été accomplie par une équipe d'astronomes et de calculateurs de valeur; mais il n'est que juste d'en reporter le mérite principal à leur animateur.

Dans la période difficile qui a été ouverte en France par la première guerre mondiale, alors que nous manquions d'instruments appropriés aux recherches nouvelles et que nos ressources s'amenuisaient, Luc Picart a su maintenir l'Observatoire dont il avait la charge en pleine production. Cette réussite, plus encore que le succès de ses propres recherches, mérite notre reconnaissance et justifie les honneurs qui lui furent accordés : Il était membre correspondant du Bureau des Longitudes depuis 1913; notre Compagnie l'avait élu correspondant en 1925 et membre non résidant en 1936. Il avait été Doyen de la Faculté des Sciences de Bordeaux pendant 11 ans.

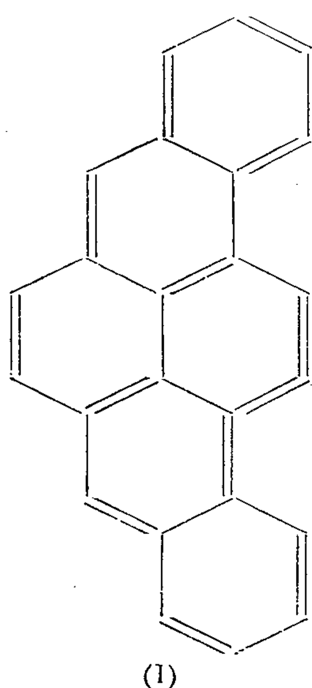
CANCÉROLOGIE. — *Sur l'activité cancérogène du* 3.4-9.10-*dibenzopyrène et de quelques-uns de ses dérivés.* Note de MM. **Antoine Lacassagne, François Zajdela, N. P. Buu-Hoï** et Mme **Huguette Chalvet.**

Une expérience entreprise pour vérifier l'indication fournie par les chimistes théoriciens, que le 3.4-9.10-dibenzopyrène devait être une substance fortement cancérogène, a pleinement confirmé cette prédiction.

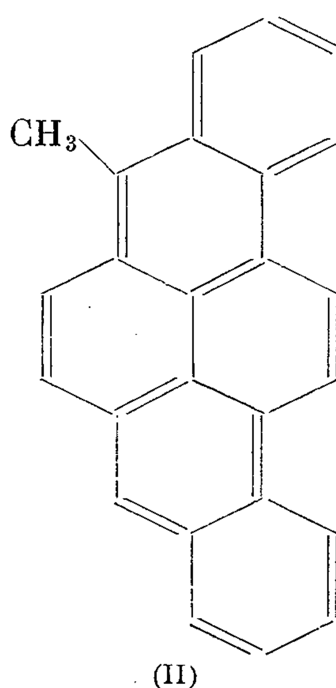
Nous apportons aujourd'hui un nouvel argument en faveur de la théorie électronique de l'activité cancérogène des hydrocarbures, à laquelle une équipe de travailleurs de l'Institut du Radium s'efforce depuis longtemps de trouver des arguments expérimentaux ([1]), et dont l'état actuel a été présenté dans une publication récente ([2]).

Déjà une expérience ayant consisté à vérifier sur l'animal le pouvoir cancérogène de substances chimiques nouvelles, dont l'ordre des activités avait été préalablement calculé théoriquement, donna un résultat assez satisfaisant ([3]). Depuis, les méthodes théoriques de prévision de l'activité cancérogène ont conduit à supposer que cette dernière propriété devait se trouver à un degré marqué chez le 3.4-9.10-dibenzopyrène ([4]), ([5]). Nous avons donc entrepris de vérifier chez l'animal l'exactitude de cette anticipation, car l'étude de cet hydrocarbure n'a encore jamais été effectuée à ce point de vue, alors que, parmi les cinq dibenzopyrènes possibles (et qui ont tous été synthétisés), le 1.2-3.4- et le 3.4-8.9- ont déjà été reconnus cancérogènes ([6]).

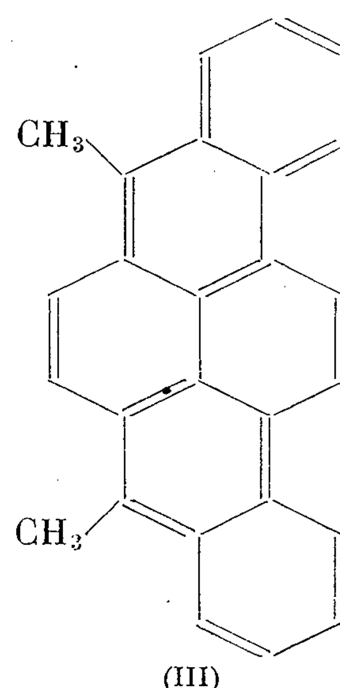
A partir du 25 juin 1956, trois lots de souris de la lignée XVII ont reçu respectivement trois injections sous-cutanées, à un mois d'intervalle, de 0,6 mg d'un des trois composés suivants dissous dans l'huile neutralisée d'arachide : 3.4-9.10-dibenzopyrène (I), 5-méthyl-3.4-9.10-dibenzopyrène (II) et 5.8-diméthyl-3.4-9.10-dibenzopyrène (III), synthétisés dans notre laboratoire avec la collaboration de Mlle D. Lavit ([7]).



(I)



(II)



(III)

Simultanément on commença, sur d'autres lots de souris, des applications cutanées de ces mêmes substances, l'expérience étant rendue malaisée par leur très faible solubilité dans les solvants usuels.

Le résultat de l'expérience avec le 3.4-9.10-dibenzopyrène a été des plus concluantes. Les 11 animaux ont tous présenté des sarcomes au lieu d'injection, déjà perceptibles chez plusieurs d'entre eux au 42e jour; tous étaient morts des progrès de leur cancer au 135e jour après le début de l'expérience.

Le 5-méthyl-3.4-9.10-dibenzopyrène s'est montré actif à un degré beaucoup moindre, puisque actuellement trois animaux seulement sur dix ont été atteints de sarcomes après une latence de l'ordre de 150 jours. Quant au 5.8-diméthyl-3.4-9.10-dibenzopyrène, il paraît inactif, ou très faiblement actif, aucune tumeur n'ayant été encore décelée parmi les 12 animaux injectés.

Une première constatation est à remarquer. Dans la série du 3.4-9.10-dibenzopyrène, l'introduction de radicaux méthyles en position *méso*-anthracénique fait décroître l'activité cancérogène au lieu de l'augmenter, comme c'était la règle chez tous les types d'hydrocarbures anthracéniques étudiés jusqu'à présent (6).

D'autre part, nous avons présenté cette Note préliminaire avant l'achèvement complet de l'expérience entreprise, en raison d'une publication récente (8) d'après laquelle le 3.4-9.10-dibenzopyrène serait présent en quantité notable dans les fractions neutres du goudron de tabac.

Dans ces conditions, il importe enfin de remarquer que ces résultats viennent à l'appui de ceux qui, comme nous-mêmes (9), mettaient en doute que le 3.4-benzopyrène, détecté en faible quantité dans le goudron de tabac (et moins cancérogène que le 3.4-9.10-dibenzopyrène) fut l'unique ou la principale substance à incriminer, pour expliquer le pourcentage notablement plus élevé de cancers du poumon, constaté par les statisticiens chez les gros fumeurs de cigarettes.

(1) A. Lacassagne, N. P. Buu-Hoï, R. Daudel et G. Rudali, *C. R. Soc. Biol.*, **138**, 1944, p. 282.

(2) A. Lacassagne, N. P. Buu-Hoï, R. Daudel et F. Zajdela, *Advances in Cancer Research*, **4**, 1956, p. 315 (Academic Press, New York).

(3) F. Zajdela et N. P. Buu-Hoï, *Acta : Unio. int. cont. cancrum*, **7**, 1950, p. 186.

(4) H. Chalvet et O. Chalvet, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1221.

(5) A. Pullman et B. Pullman, *Cancérisation par les substances chimiques et structure moléculaire*, 1955 (Masson, Paris).

(6) *Voir* la littérature dans J. L. Hartwell, *Survey of compounds which have been tested for carcinogenic activity*, 1951 (P. H. S., Bethesda).

(7) N. P. Buu-Hoï et D. Lavit, *Rec. trav. chim. Pays-Bas.*, **75**, 1956, p. 1194.

(8) J. Bonnet et S. Neukomm, *Helv. Chim. Acta*, **31**, 1956, p. 1724.

(9) A. Lacassagne, *Canad. med. Assoc. J.* (sous presse).

ÉCONOMIE RURALE. — *La fièvre aphteuse. Étude et ultime leçon d'une grande épizootie* (1951-1956). Note de M. **Gaston Ramon.**

Depuis l'année 1951, l'Europe est aux prises avec une épizootie très sévère de fièvre aphteuse. Dans plusieurs Notes successives, nous en avons relaté, devant l'Académie, l'évolution; nous avons fait connaître les méthodes employées pour combattre le fléau et les résultats obtenus (1).

Du bilan récapitulatif, à ce jour, de cette épizootie qui dure depuis six années, nous tirerons les enseignements et l'ultime leçon qui s'imposent (2).

Jusqu'au début de l'automne 1950, la fièvre aphteuse existait à l'état sporadique ou enzootique, sans grande tendance à la propagation, dans divers pays de l'Europe occidentale : l'Allemagne, la France, l'Italie, etc.

A dater du mois de juin 1951, une vague épizootique prend naissance en Allemagne provoquée d'abord par une variante de virus du type A, la variante A^5. S'amplifiant rapidement, cette vague submerge en quasi-totalité, durant l'automne 1951, le territoire de l'Allemagne de l'Ouest (Fédérale); elle déferle alors sur les Pays-Bas, la Belgique, pour gagner bientôt la France et l'Angleterre. Elle est endiguée en Suisse, puis s'infiltre en Italie. Par la Bavière elle pénètre en Autriche. D'un autre côté, du Schleswig-Holstein elle s'étend sur le Danemark, pour gagner la Suède et toucher la Norvège. Dans le même temps, elle se dirige par l'Allemagne de l'Est vers la Pologne, la Tchécoslovaquie pour s'étendre plus loin encore. Après être parvenue à son sommet fin 1951 ou 1952, la courbe de l'épizootie a fait une chute plus ou moins brusque suivant les pays, à partir de la fin de l'année 1952 et en 1953.

Bien que s'abaissant à un niveau très bas, dans la plupart des pays où elle avait sévi dans toute son ampleur, la fièvre aphteuse demeure dans ces pays à l'état enzootique avec des fluctuations variées, pendant les années 1954-1955. Pour certains d'entre eux, une recrudescence de l'épizootie se fait sentir en 1955 et en 1956.

En Italie, pendant l'année 1955, on a enregistré plus de 12 000 *foyers nouveaux* (3).

En France, au cours de l'année 1956 ont été décelés pas moins de 6 000 foyers nouveaux; en décembre il était signalé 1 458 foyers répartis dans 79 départements.

Une nouvelle vague épizootique qui a pour point de départ l'Allemagne menace actuellement d'envahir l'Europe centrale et orientale. Cette fois, en Allemagne, la vague épizootique n'est pas due à un seul type de virus comme en 1951 (variante A^5) mais les types ou variantes de virus : A, O, C, A^5, O^2 étaient simultanément en cause. Au mois de novembre dernier, on dénombrait 540 foyers nouveaux répartis dans les différentes provinces de l'Allemagne fédérale et dans la première quinzaine de décembre, on signalait des foyers au Luxembourg, en Autriche, en Pologne et au Danemark et dans les premiers jours de janvier 1957, en Tchécoslovaquie et en Hongrie.

Les renseignements épidémiologiques que nous venons de fournir s'appliquent exclusivement aux Pays qui ont basé, pour le principal, la *lutte contre le fléau aphteux, sur l'usage de la vaccination anti-aphteuse.*

Pour les pays qui ont mis en œuvre le *système de l'abattage* des animaux malades ou contaminés, la Grande-Bretagne, la Norvège, la Suède, la Suisse, auxquels nous joindrons le Canada, il en a été autrement. Les foyers

étant éteints dès leur apparition, par l'abattage des animaux qu'ils renfermaient, la fièvre aphteuse ne pouvait se propager, aussi ces pays n'ont-ils eu qu'un nombre relativement très faible de foyers.

C'est ce que montre le tableau ci-joint.

BILAN RÉCAPITULATIF DE L'ÉPIZOOTIE APHTEUSE POUR CERTAINS PAYS (DE 1950 A 1956).

GROUPE I. — *Pays dont la lutte contre l'épizootie aphteuse a été basée*, pour le principal, *sur la pratique de la vaccination.*

	Nombre total de foyers nouveaux (1950-1956).
Allemagne	213 355
Belgique	63 155
France	348 251
Italie	82 379

GROUPE II. — *Pays ayant mis en œuvre* régulièrement *le système reposant sur l'abattage immédiat des animaux malades ou contaminés et sur l'application des règlements et mesures sanitaires.*

	Nombre total de foyers nouveaux (1950-1956).
Grande-Bretagne	714
Norvège	4
Suède	835
Suisse	574
Canada	29

GROUPE III. — *Pays qui ont utilisé en premier lieu la vaccination* puis ensuite et conjointement, *la vaccination et l'abattage.*

	Nombre total de foyers nouveaux (1950-1956).
Pays-bas (*)	29 549
Danemark (*)	28 072

(*) Les Pays-Bas ont eu recours à l'abattage au déclin de l'épizootie 1952 ;à partir du milieu de l'année le Danemark à dater de mai 1953.

A l'examen de ce tableau, on remarque, les différences considérables qui existent entre les deux premiers groupes de pays quant au nombre de foyers nouveaux.

Ainsi que le prouve le bilan que nous venons de dresser et comme nous l'avons montré à diverses reprises, dans l'état actuel de nos connaissances immunologiques *la vaccination utilisée comme moyen principal de lutte contre la fièvre aphteuse*, n'a pu et ne peut arrêter, à elle seule, la marche de l'épizootie; elle n'a aucune action sur les porteurs de virus qui entretiennent, perpétuent et propagent le contage; elle n'a pu et ne peut empêcher les retours offensifs de l'épizootie; elle ne peut assurer la prophy-

laxie générale de la fièvre aphteuse, en raison notamment du faible degré et de la courte durée de l'immunité qu'elle est capable de conférer ([4]).

Aucun des pays tels que l'Allemagne, la Belgique, la France, l'Italie, qui ont employé la vaccination comme moyen principal de lutte n'ont pu se libérer depuis près de six ans de la fièvre aphteuse.

On peut citer un fait particulièrement démonstratif de l'impuissance de la vaccination dans la lutte contre l'épizootie aphteuse :

Le *département du Cantal* avait été choisi, en 1952, pour des essais de vaccination généralisée. Ces essais ont été pratiqués fin 1952 et début de 1953. D'autres vaccinations en masse ont été effectuées en 1955, dans ce même département. Or, depuis plusieurs années, il est parmi les départements les plus infectés de France, sinon le plus infecté. De juin 1954 à novembre 1956, il a été signalé dans le Cantal : 1 485 foyers nouveaux. Au mois d'août 1956, alors que dans la France entière, on enregistrait 794 foyers nouveaux, dans le seul département du Cantal on en comptait 282, soit plus du 1/3 de toute la France.

De l'examen du tableau, il résulte, en outre, que les pays comme la Grande-Bretagne, la Suède, la Suisse (auxquels il faut ajouter la Norvège, le Canada) ont réussi à échapper à l'épizootie envahissante et à toutes ses conséquences en mettant en œuvre, d'une façon rapide et persistante, à chaque incursion sur leur territoire, du virus aphteux (venant de l'extérieur), *le système qui consiste à pratiquer, en tout premier lieu, l'abattage des animaux atteints de fièvre aphteuse ou suspects de contamination* dans les foyers nouvellement décelés, l'abattage étant accompagné de l'application rigoureuse des règlements de police sanitaire.

La valeur de ce système est affirmée par le fait qu'on a enregistré, en l'espace de six années, seulement 714 foyers en Grande-Bretagne, 574 en Suisse contre 348 251 en France, 63 155 en Belgique.

Un exemple des plus probants de la grande valeur du système de l'abattage dans la lutte contre la fièvre aphteuse nous est fourni par ce qui s'est passé en Suède. En décembre 1951, janvier et février 1952, en l'espace de quelques semaines, la Suède, à l'instigation de son Service Vétérinaire auquel il faut rendre hommage n'a pas hésité à abattre 30 000 animaux répartis dans 835 foyers. La Suède a été pratiquement débarrassée de la fièvre aphteuse puisqu'un seul foyer a été signalé en janvier 1953, un autre en mars 1954 et aucun depuis lors.

On doit ajouter que les Pays-Bas et le Danemark qui avaient employé primitivement la seule vaccination et qui, au déclin (normal) de l'épizootie ont fait usage de l'abattage sont vite devenus pratiquement indemnes de fièvre aphteuse, n'ayant de loin en loin que quelques foyers rapidement éteints par l'abattage.

La raison de la grande efficacité du système réside dans ce fait que l'abattage étant appliqué dès l'éclosion des premiers foyers de fièvre

aphteuse et opiniâtrement mis en pratique au fur et à mesure de l'apparition des nouveaux foyers, *on supprime ainsi le virus, on empêche sa multiplication, on évite la formation des porteurs et vecteurs de virus, la propagation de la fièvre aphteuse, la réapparition de l'épizootie.*

Il ressort à l'évidence du bilan épimiologique ainsi établi que les pays tels que l'Allemagne, la Belgique, la France, l'Italie, qui ont basé la lutte contre la fièvre aphteuse sur la pratique de la *vaccination* ont payé et continuent de payer un lourd et même très lourd tribut à l'épizootie. On peut estimer les pertes entraînées par l'épizootie, pour ces quatre pays, à plusieurs centaines de milliards de francs dont plus de 100 milliards pour la France, ces pertes correspondant à un certain pourcentage de mortalité, à l'amaigrissement des animaux, à une diminution de la production du lait, aux avortements, à l'inaptitude temporaire ou définitive au travail des bêtes de trait, etc. Il faut, en outre, mentionner les dépenses afférentes aux vaccins et aux vaccinations.

Une autre conséquence de l'épizootie, c'est l'entrave mise à la circulation animale et aux transactions commerciales dans les régions, dans les pays où sévit la fièvre aphteuse, c'est l'impossibilité pour ces pays, d'exporter à l'étranger leurs animaux : bovins, ovins, porcins, et les produits qui en dérivent Les marchés extérieurs du bétail (en Amérique centrale, en Amérique du Sud) où nos animaux reproducteurs, de Normandie par exemple, faisaient prime jadis sont fermés à la France depuis plusieurs années et, sans doute, pour une longue période de temps encore, en raison de la persistance sur son sol de la fièvre aphteuse.

Par contraste avec les pays qui ont fait de la vaccination le moyen essentiel de lutte contre la fièvre aphteuse, ceux qui comme la Grande-Bretagne, la Norvège, la Suède, la Suisse ont appliqué le *système de l'abattage* n'ont eu que des pertes infiniment moins élevées. Les frais occasionnés dans ces derniers pays par les atteintes de fièvre aphteuse de 1951 à 1956, y compris les indemnités versées aux propriétaires des animaux abattus, n'ont guère dépassé 10 milliards, nous disons bien 10 milliards, contre plusieurs centaines de milliards dans les pays ayant utilisé la vaccination à l'exclusion de l'abattage.

De plus, les pays qui, grâce à l'usage qu'ils font du système de l'abattage, se débarrassent rapidement de la fièvre aphteuse recueillent tous les avantages de leur politique sanitaire avisée. Ils peuvent exporter pour leur plus grand bénéfice, du bétail vivant et singulièrement des animaux reproducteurs, des viandes, des produits laitiers, etc.

Bien que le procédé de vaccination anti-aphteuse actuellement en usage repose sur les principes immunologiques que nous avons institués il y a plus de 30 ans, à savoir le principe des anatoxines et des vaccins anavirulents et celui des substances adjuvantes et stimulantes de l'immunité, nous en

avons bien vite reconnu, en présence des faits, les défauts et le manque d'efficacité à l'égard de l'épizootie aphteuse; nous n'avons pas hésité à préconiser le système de l'abattage, car ainsi que nous l'avons déclaré à maintes reprises : « Dans la lutte contre les maladies épizootiques, on doit tenir compte non seulement des données fournies par l'expérimentation au laboratoire, mais encore et surtout des résultats épidémiologiques et des leçons de la pratique. »

Après avoir examiné dans son Ouvrage « *Le destin des maladies infectieuses* », la lutte contre ces maladies, Charles Nicolle a déclaré : « La vie des animaux ne nous étant pas sacrée, l'abattage d'un foyer peut rendre de grands services. Il faudrait pour assurer l'efficacité de la méthode une entente universelle. »

Dès le 4 août 1952, nous exposions dans une Note devant votre Compagnie, les grandes lignes du système de lutte contre la fièvre aphteuse dont la base est l'abattage. L'Académie des Sciences en conséquence de cette Communication émit un vœu recommandant « l'application des Règlements de police sanitaire et autres mesures qui reposent sur des bases scientifiques certaines et qui ont fait leurs preuves ». Elle nomma une Commission qui se mit à la disposition des Pouvoirs publics. Cette Commission ne fut jamais convoquée.

Sans nous lasser, nous avons poursuivi opiniâtrement nos interventions en faveur de l'organisation rationnelle de la lutte contre le fléau aphteux, en faveur surtout de l'application et de la généralisation en Europe et dans le monde, du système de l'abattage.

A la suite de plusieurs Communications faites à nouveau devant l'Académie et de diverses autres publications dans lesquelles nous réclamions l'institution d'une Convention sanitaire internationale codifiant le système de lutte contre la fièvre aphteuse, notre regretté collègue André Mayer, suggéra au Gouvernement français, de prendre l'initiative de faire établir et de proposer aux autres Gouvernements une telle Convention. Cette initiative a été appuyée par les vœux émis par les Sociétés savantes de France les plus autorisées : l'Académie des Sciences, l'Académie de Médecine, l'Académie Vétérinaire, l'Académie d'Agriculture. D'autre part, l'Assemblée Nationale française, elle-même, a voté un projet de résolution dans le même sens.

Le « Projet de Convention internationale pour la prophylaxie de la fièvre aphteuse » a été élaboré en 1955 ([5]). Il est maintenant soumis par le Gouvernement français aux autres Gouvernements pour examen et ratification éventuelle.

Toutefois, pour que l'application de cette Convention devienne effective en France, pour que le système de l'abattage y devienne obligatoire, il est, paraît-il, nécessaire qu'intervienne une loi votée par le Parlement.

Pendant ce temps, la vague épizootique qui tend à submerger actuellement le territoire français va poursuivre ses ravages parmi le cheptel qui constitue l'une des plus grandes richesses de notre pays ([6]). Celui-ci sera de plus en plus infecté par le contage aphteux lequel risque de provoquer dans le futur, de nouveaux retours offensifs de l'épizootie. Il en coûtera encore des dizaines et des dizaines de milliards. Les marchés étrangers seront pendant de longues années fermés aux exportations de notre bétail et de ses produits. Notre industrie animale sera de plus en plus amoindrie alors que notre Économie rurale et notre Économie en général ont tant besoin d'être « revigorées ».

En terminant, nous exprimerons la ferme conviction que si, à l'exemple du Danemark et des Pays-Bas, imitant celui déjà ancien de la Grande-Bretagne, de la Norvège, de la Suède, de la Suisse, les autres pays d'Europe, notamment la Belgique, la France, etc. avaient procédé à l'application du système de l'abattage, en *temps opportun*, c'est-à-dire au déclin de l'épizootie, au moment où il n'existait plus qu'un petit nombre de foyers ([7]) on n'assisterait pas, à présent, au retour offensif du fléau aphteux qui va causer à nouveau des dommages incalculables à l'Élevage et un préjudice énorme à l'Économie de l'Europe.

Que ce désastre renouvelé serve de leçon ultime et incite les Gouvernements à ratifier et à appliquer, dans l'avenir, la Convention sanitaire internationale pour la prophylaxie générale de la fièvre aphteuse.

([1]) G. Ramon, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 777; 234, 1952, p. 1010; 234, 1952, p. 1106; 235, 1952, p. 333; 238, 1954, p. 975; 240, 1955, p. 1173; 241, 1955, p. 839; 242, 1956, p. 1937. *Voir* également G. Ramon, *Bull. Acad. Méd.*, nos 7-8, 1953, p. 123; nos 11-12, 1953, p. 206; nos 9-10, 1955, p. 176; G. Ramon, *Revue d'Immunologie*, 17, 1953, p. 50; G. Ramon, *Maroc Médical*, n° 330, 1953; G. Ramon, *Revue Path. générale et comparée*, n° 649, 1953, p. 711-737; *Bull. Off. internat. des Épizooties*, de 1950 à 1956.

([2]) On trouvera l'exposé détaillé de ce bilan dans le *Bulletin de l'Office international des Épizooties*, 47, nos 3-4, 1957 (à paraître). Cet exposé fait, en outre, l'objet d'un chapitre spécial d'un Ouvrage en préparation : G. Ramon, *Quarante années de Recherches*, édité par nous-même.

([3]) Par le mot foyer on désigne indistinctement, l'exploitation, la ferme, le troupeau, infectés par le virus aphteux.

([4]) Dès 1951, G. Flückiger s'exprimait ainsi : *on peut indubitablement conclure que la seule vaccination préventive ne permettra jamais l'élimination complète de la maladie ni la lutte efficace contre celle-ci* (*Bull. Off. internat. des Épizooties*, 35, 1951, p. 730).

([5]) *Bull. Off. internat. des Épizooties*, 43, 1955, p. 442.

([6]) On estime à plus de 1 000 milliards par an la production de l'industrie animale française, elle est supérieure à la production de l'industrie automobile, sidérurgique, etc.

([7]) Il ne saurait être question d'appliquer le système de l'abattage dans la période actuelle où il existe de nombreux foyers de fièvre aphteuse et une quantité considérable d'animaux frappés par la maladie.

AÉRODYNAMIQUE. — *Sur le paradoxe d'Ackeret de la portance indéfiniment grande d'une plaque au voisinage de la valeur unité du nombre de Mach.* Note de M. **Dimitri Riabouchinsky.**

L'auteur rappelle, en la complétant, son interprétation (¹) d'une singularité de la théorie linéarisée de la résistance, semblable à celle signalée par J. Ackeret (²) pour la portance, et discute plus spécialement cette dernière. L'auteur mentionne aussi sa théorie de la résistance aux vitesses subsoniques, sonique et supersoniques, qui fut présentée à l'Académie et résumée par Paul Appell en 1917 (³).

On peut satisfaire aux équations de Tchaplyguine (⁴) des mouvements plans subsoniques, établies en 1904, et à celles de l'auteur (⁵) des mouvements plans supersoniques, en posant respectivement

$$(1)\quad \theta + ia\varepsilon = A_1(1 - iC_1)f_1(\varphi_1 + ia\psi_1) = A_1(1 - iC_1)(f_{11} + if_{12}), \qquad i^2 = -1,$$

$$(2)\quad \theta + ja\varepsilon = A_2(1 - jC_2)f_2(\varphi_1 + ja\psi_1) = A_2(1 - jC_2)(f_{21} + jf_{22}), \qquad j^2 = +1,$$

$$(3)\quad a^2 = M^2 - 1, \qquad \varphi_1 = \frac{\varphi}{hV_1}, \qquad \psi_1 = \frac{\psi}{hV_1}, \qquad \varepsilon = \frac{V - V_1}{V_1}, \qquad p = p_1 - \rho_1 V_1^2 \varepsilon.$$

En introduisant une deuxième fonction de courant, on peut étendre cette théorie aux mouvements linéarisés à trois dimensions (⁶).

Dans les équations (1), (2), (3), les paramètres A_1, C_1, A_2, C_2 sont, en général, des fonctions du nombre de Mach M et du nombre de Reynolds R. φ et ψ sont le potentiel des vitesses et la fonction de courant; h, un paramètre ayant la dimension d'une ligne; V_1, p_1, ρ_1 sont respectivement la vitesse, la pression et la densité de l'air en un point non perturbé par la présence de l'obstacle et V, p, ρ ces grandeurs en un point quelconque du courant relatif. L'angle θ formé par les vecteurs $\vec{V}$, $\vec{V}_1$, et le rapport ε, doivent être en tout point suffisamment petits pour qu'on puisse négliger leur carré. C'est la caractéristique essentielle des mouvements linéarisés.

Il résulte des équations (1) et (2), que les fonctions f_{12} et f_{22} sont nécessairement impaires en $a\psi_1$, et que, par conséquent, ces fonctions s'annulent pour $\psi = 0$. Cette remarque autorise d'assigner, aux lignes de courant, en contact avec les parois du solide, la valeur zéro et d'écrire, en raison de (1) et (2), qu'en tout point de ces parois

$$(4)\quad \varepsilon = \frac{p_1 - p}{\rho_1 v_1^2} = -\frac{C_1}{a}\theta, \qquad M < 1; \qquad \varepsilon = \frac{p_1 - p_1}{\rho_1 v_1^2} = -\frac{C_2}{a}\theta, \qquad M > 1.$$

En faisant une distinction entre les parois supérieure et inférieure et entre les vitesses V_1 du courant au-dessus et au-dessous du corps, nous conviendrons que l'angle θ, formé par la vitesse $\vec{V}$ dans le voisinage immédiat d'un point de la paroi du solide et la vitesse correspondante $\vec{V}_1$, est affecté du signe + ou du

signe —, selon que la vitesse $\vec{V}$ converge ou diverge avec la vitesse $\vec{V}_1$, comme les figures schématiques 1 et 2 le font voir.

La figure 1 correspond à un projectile bidimensionnel et la figure 2 au problème d'Ackeret d'une plaque plane inclinée dans un écoulement de fluide compressible.

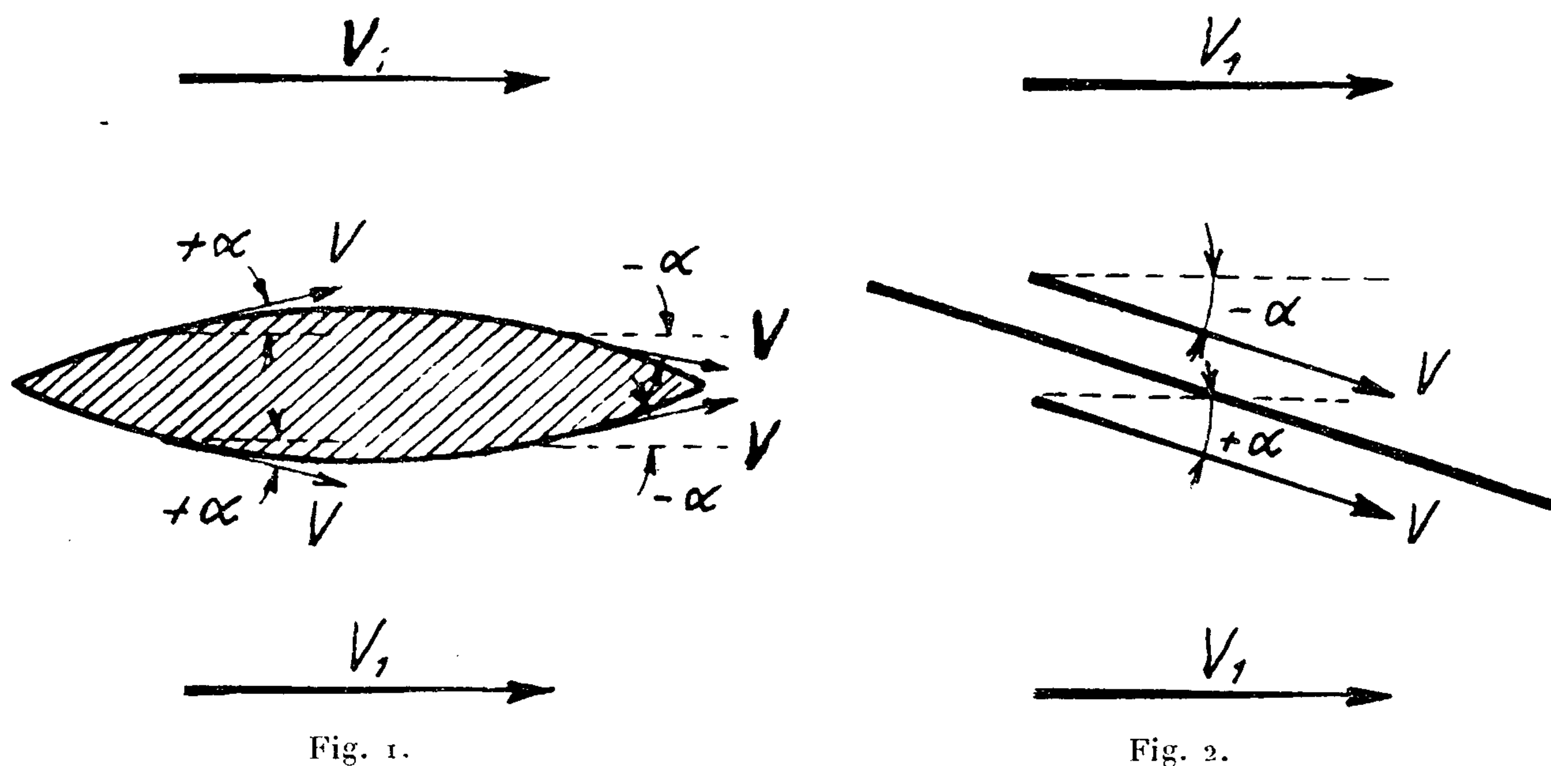


Fig. 1. Fig. 2.

La paroi du projectile étant symétrique par rapport à l'axe des x et l'angle θ étant très petit, on peut poser

$$\theta \simeq \sin\theta \simeq \operatorname{tang}\theta = \frac{dy}{dx}, \qquad R_x = \int_{-l_2}^{l_1} 2(p - p_1)\frac{dy}{dx}\,dx = 2\rho_1 q_1^2 \frac{C}{a}\int_{l_1}^{l_1}\left(\frac{dy}{dx}\right)^2 dx,$$

où, pour les vitesses sub- et supersoniques, on a respectivement $C = C_1$ et $C = C_2$, et l'on obtient comme coefficient de résistance du projectile, en admettant qu'il est limité par deux arcs de cercle,

$$\frac{y}{l_2} = \pm\left(1 - \frac{x^2}{l_1^2}\right), \qquad C_x = \frac{R_x}{\frac{1}{2}\rho q_1^2(2l_2)} = \frac{16}{3}\frac{l_2}{l_1}\frac{C}{a}.$$

De même dans le cas du problème d'Ackeret, il vient

$$C_y = \frac{R_y}{\frac{1}{2}\rho_1 V_1^2 S} = 4\frac{C}{a}\theta, \qquad C_x = \frac{R_x}{\frac{1}{2}\rho_1 V_1^2 S} = 4\frac{C}{a}\theta^2 + 2\chi,$$

où S est la longueur de la plaque, sa largeur étant supposée être égale à l'unité. Le paramètre χ est une fonction du nombre de Reynolds et le terme où figure θ^2, étant du second ordre de petitesse, peut être omis.

Dans la théorie développée par J. Ackeret figure, au lieu du paramètre $C = af(a)$, une unité. Il en résulte, pour $M = 1$, que $a = \sqrt{M^2 - 1} = 0$ et, par

conséquent, la portance de la plaque et la résistance du projectile deviennent infinies. Il est du reste, évident, en considérant les équations (4), que l'hypothèse $C_1 = C_2 = 1$ est incompatible avec la définition des mouvements linéarisés.

En me basant sur la théorie de l'écoulement transonique dans une tuyère convergente-divergente de Laval, j'ai pu développer une théorie de la résistance des projectiles, basée sur la conception que l'ogive du projectile joue, en quelque sorte, le rôle inversé de cette tuyère. Les filets d'air déviés par l'ogive subissent une contraction en engendrant les ondes d'accompagnement du projectile. Cette théorie m'a permis de définir les fonctions $C_1/a = f_1(a)$ et $C_2/a = f_2(a)$ figurant dans les équations (4).

J'ai communiqué cette théorie à la Société Mathématique de Moscou le 20 septembre 1916 et j'en ai adressé une copie autographiée à Paul Appell, qui a bien voulu la présenter à l'Académie et la résumer ([2]). La courbe de la figure 3 est empruntée à ce travail. Elle donne les coefficients de résistance du

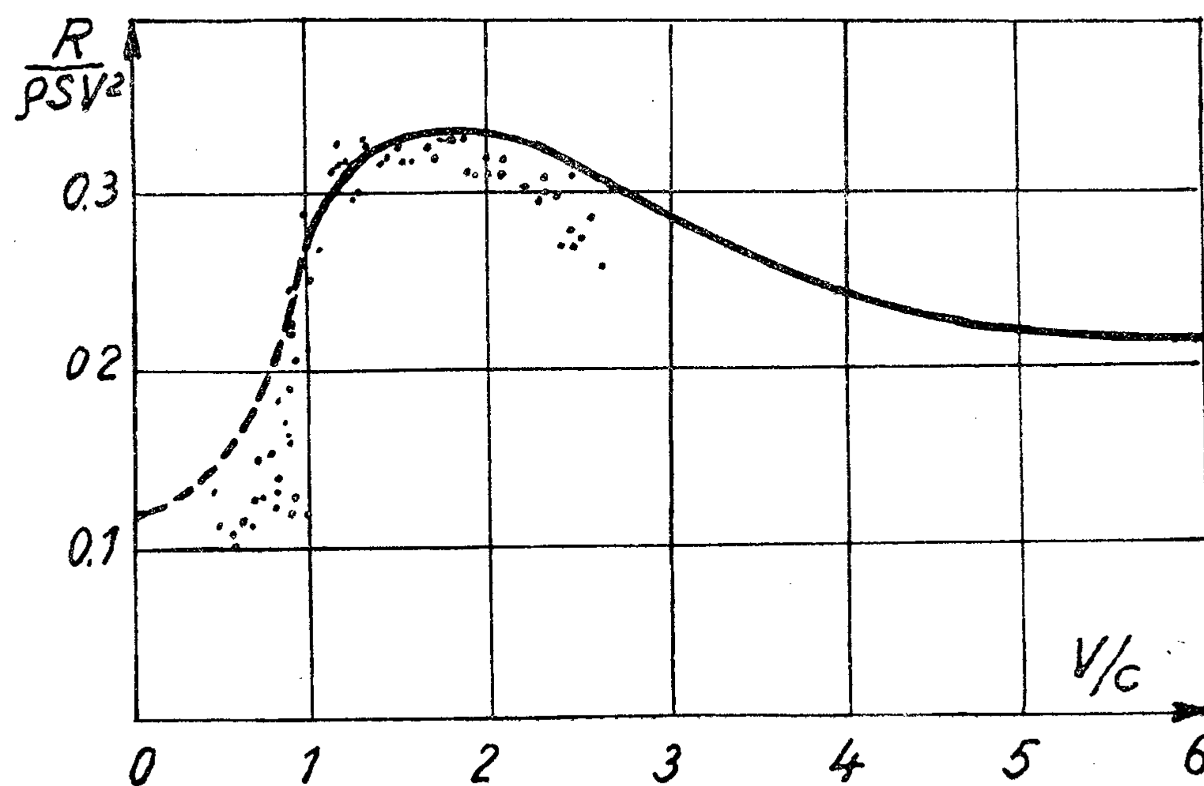


Fig. 3.

projectile en fonction du nombre de Mach. Cette courbe et sa dérivée sont continues, et ce n'est que la dérivée seconde qui subit une discontinuité au point $M = 1$. Le seul paramètre expérimental, que j'ai utilisé pour tracer cette courbe, est le coefficient de résistance aux petites vitesses, 0, 114, que j'ai emprunté à la Balistique de N. Maievsky. Les points indiqués sur la figure sont les résultats bien connus d'expériences balistiques effectuées en divers pays.

(1) *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1330.
(2) *Helv. Phys. Acta*, 1, (5), 1928, p. 301-322.
(3) *Comptes rendus*, 164, 1917, p. 163.
(4) *Œuvres*, 2, Léningrad, 1933, p. 1-90.
(5) *Publ. Sc. et Techn. Minist. air*, 108, 1937, p. 28-45.

([6]) *Publ. Sc. et Techn. du minist. air*, 157, 1939, p. 3-41.

([7]) Cette théorie a été ensuite exposée dans le *Bulletin de l'Institut Aérodynamique de Koutchino* (6, 1920, Paris, p. 39-45) et dans le *Mémorial de l'Artillerie Française* (2, 1923, p. 706-712). Elle est mentionnée dans le *Lehrbuch der Balistik*, de C. Cranz (1, 1927, Berlin, p. 544).

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *L'hypothermie dans ses relations avec l'indice chronologique vestibulaire*. Note (*) de M. **Georges Mouriquand**, M^me^ **Violette Édel** et M^lle^ **Renée Chighizola**.

De nombreux travaux expérimentaux s'ajoutant aux recherches cliniques ont apporté des précisions sur les réactions de divers organismes à l'hibernation (ou mieux au refroidissement), en particulier en ce qui concerne leurs résistances aux toxiques [J. Giaja et coll. ([1]), Ch. Jaulmes et coll. ([2])], et aux agressions du cœur [J. Giaja ([3]), ([4]), E. Corabeuf et coll. ([5])] et de divers éléments du système nerveux [J. Malmejac et coll. en particulier ([6]), ([7])].

A la suite des derniers travaux de cet auteur sur la résistance des formations nerveuses supérieures à l'hypothermie, nous nous sommes demandé comment réagissait à celle-ci le test de l'indice chronologique vestibulaire I. C. V. (L. Lapicque) ou chronaxie vestibulaire C. V. (G. Bourguignon).

On sait l'obscurité qui règne encore sur la signification exacte de ce test sur lequel les auteurs précités ont discuté.

Il semble pouvoir être rapproché du test chronaxique neuromusculaire, notamment comme présentant une réaction comparable ou voisine à différents facteurs d'agression vitaminiques (P. Chauchard) ou autres.

En tout cas, précieux pour le clinicien, élément d'appoint dans le diagnostic de retards psychiques (G. Bourguignon, G. Mouriquand, etc.) de diverses intoxications [CO. (G. Bourguignon), plomb, arsenic, benzol, alcool, etc. (G. Mouriquand et coll.)], il ne l'est pas moins pour l'expérimentateur.

Il nous a permis en particulier de détecter le stade inapparent de dystrophies, notamment dysvitaminiques.

Comment réagit ce test au facteur d'agression qu'est l'hypothermie ?

Dans cette Note nous considérerons uniquement l'action hypothermique simple, relativement modérée (au-dessus de 30°, plus proche du fait humain) n'aboutissant pas au stade poïkilothermique de J. Giaja (20° ou au-dessous).

Nos expériences ont porté sur les pigeons et les rats.

Ces animaux ont été exposés des temps variables, dans une cellule frigidaire de notre lactarium (généralement à — 17° thermique et 40° hygrométrique).

Les temps pour le Pigeon ont été progressivement de 3/4 d'heure à 19 h, pour les rats de 2 h et demie à 3 h.

Pigeons. — Les pigeons maintenus dans la cellule hypothermique de 3/4 d'heure à 3 h et demie n'ont amorcé aucune chute de poids (P), ni aucune chute de température (T) notables (le pigeon du fait de la protection de son plumage, de son poids, se défendant bien contre elle). Par contre toujours (même avec les durées d'exposition les plus courtes il y a eu chute de la C. V. (— 2 σ après 3/4 d'heure, — 5 σ après 2 h, — 7 σ après 3 h).

Voici, entre autres, deux exemples après 3 h et demie d'exposition (mensuration avant et à la sortie de l'appareil).

Pigeon 59. Poids : 240 avant, 240 sortie. T : 42° avant, 42° sortie; C. V. : 10 σ avant, 5 σ après.

Pigeon 60. Poids : 290 avant, 281 après. T : 42° avant, 42° sortie; C. V. : 11 σ avant, 6 σ après, etc.

Par contre un certain fléchissement peu important ou nul pour le poids (P) au point de vue thermique (T) et chronaxique (C.V.) s'observe après 16 ou 19 h de refroidissement.

Exemples :

Pigeon 15. Temps 16 h. Poids : 310 avant, 300 sortie. T : 41°,6 avant, 40°,2 sortie, 41°,7 (1 h après). C. V. : 10 σ avant, 5 σ après, 10 σ (1 h après).

Pigeon 22. Temps 19 h. Poids : 270 avant, 260 sortie. T : 41°,3 avant, 41° sortie, 41°,8 (1 h après). C. V. : 10 σ avant, 3 σ après, 8 σ après 45 mn.

Pigeon 20. Temps 19 h. Poids : 300 avant, 300 après. T : 41°,8 avant, 41°,3 sortie, 41°,5 (1 h après). C. V. : 9 σ avant, 2 σ sortie, 6 σ (1 h après).

On remarquera que dans ces cas des modifications importantes portent sur la seule C. V. qui tend à reprendre au bout d'une heure ou plus son niveau antérieur. Dans certains cas (pigeons 15, 22) la T au bout d'une heure dépasse celle du départ.

Rats. — Mis pendant 2 h et demie à la cellule hypothermique à — 17° (un à — 10°), hygrométrie 40°, ils ont peu ou pas varié dans leur poids (P) de départ, par contre leur température a été toujours abaissée plus ou moins profondément suivant les sujets, mais c'est sur la C. V. que l'abaissement a été le plus marqué. 3/4 d'heure ou 1 h après la sortie, la température avait une tendance rapide à retrouver son niveau de départ et dans certains cas dépassait ce niveau (comme si le centre thermique tendait à récupérer une température perdue). La C. V. dans le même temps revenait à son niveau primitif et l'a dépassé dans un cas.

Voici quelques exemples parmi d'autres à l'appui des indications ci-dessus :

Exposition 2 h et demie :

Rat 67. Poids : 70 g au départ. 70 sortie. T : 36°,1 départ, 31°,3 sortie, 37°,1 (1 h après), 37° (3 h et demie après). C. V. : 10σ départ, 5σ sortie, 10σ (1 h après).

Rat 61. Poids : 140. T : 37°,8 départ, 35° sortie, 36°,1 (1 h après). C. V. : 10σ départ, 4σ sortie, 11σ (1 h après).

Rat 71. Poids : 100 départ, 92 sortie, T : 36°,6 départ, 35°,3 sortie, 37°,6 (3/4 d'heure après), 37° (3 h et demie après). C. V. : 10σ avant, 3σ sortie, 8σ (3/4 d'heure après).

Exemple à — 10° (2 h et demie) : Poids : 105. T : 36°,4 départ, 35° sortie, C.V. : 10σ départ, 3σ sortie, 10σ (3/4 d'heure après).

Exemple après 3 *h d'exposition :*

Poids : 65. T : 36°,1 départ, 30°,3 sortie, 35°,5 (1 h après). C. V. : 10σ départ, 3σ sortie, 8σ (1/2 heure après).

En somme, le Pigeon mis en hypothermie expérimentale simple allant de 3/4 d'heure à 19 h, — 17° et 40° hygrométrique défend bien son poids et sa température (sauf léger fléchissement après 16 ou 19 h) pour revenir ensuite rapidement après 1 h environ à sa température de départ et parfois la dépasser comme par un phénomène de compensation.

Par contre, il défend faiblement sa C. V. qui dans tous les cas (même après exposition courte) présente un abaissement marqué, d'ailleurs passager, pour revenir environ 1 h après la sortie de la cellule hypothermique à son niveau antérieur, à peu près dans le même temps que sa température.

Le Rat, beaucoup moins défendu contre le froid, voit au bout de 2 h et demie, 3 h peu ou pas fléchir son poids, mais souvent assez fortement sa courbe thermique (36°,1 à 30°,3 au plus bas) sans atteindre la poïkilothermie s'amorçant à 20° et au-dessous. Comme chez le Pigeon on observe chez lui, dans nombre de cas une poussée thermique passagère au-dessus de la température de départ.

La C. V., plus fortement abaissée encore, revient environ dans le même temps, après sortie, que la température à son niveau de départ ou tend à y revenir.

Notons que l'auscultation stéthoscopique du cœur du Rat, à la sortie de la cellule hypothermique ne montre aucun ralentissement appréciable du nombre de ses pulsations, contrairement au cas où l'état poïkilothermique est atteint (dans ce cas, pour J. Giaja, chute de 500 à 50 pulsations au-dessous de 20°).

Il serait intéressant de rechercher ce que devient la C. V. lorsque cet état poïkilothermique est atteint, et d'apprécier en particulier dans ce cas l'importance de l'abaissement de la C. V. et surtout de *son temps de retour à la normale.* Nous avons en effet montré ([8]) qu'après des agressions sévères de divers ordres ([1]) (physiques, toxiques, hypervitaminiques, etc.), ce « temps de retour » mesure de façon appréciable l'importance et la

profondeur de l'agression notamment sur le système nerveux, indication qui pourrait être comparée et s'ajouter à celles notées dans les réactions des centres nerveux du type envisagé notamment par Malmejac et coll.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

(1) J. GIAJA, L. MARKOVIC-GIAJA et P. SOKIC, *C. R. Soc. Biol.*, 149, nos 5-6, 1955, p. 447.

(2) CH. JAULMES, J. DELGA et CL. GARY BOBO, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 1094.

(3) J. GIAJA et J. RADULOVIC, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2039.

(4) J. GIAJA et J. RADULOVIC, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1465.

(5) E. CORABEUF, CH. KAYSER et Y. M. GARGOUIL, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1673.

(6) J. MALMEJAC, P. PLANE et Mme E. BOGAER, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2171 et 2764.

(7) J. MALMEJAC et P. PLANE, *Bull. Acad. Méd.*, 140, nos 21-22-23, 10 juillet 1956, p. 416-418.

(8) G. MOURIQUAND, *Presse Médicale*, no 78, 5 décembre 1953, p. 1593-1594.

(9) Des recherches poïkilothermiques en cours tendent à confirmer cette opinion.

M. **GASTON JULIA** fait hommage du tome XI des *Œuvres de Henri Poincaré* publié sous les auspices de l'Académie des sciences par la Section de Géométrie, avec la collaboration de M. GÉRARD PETIAU : *Mémoires divers. Hommages à Henri Poincaré. Livre du Centenaire de la naissance d'Henri Poincaré* (1854-1954).

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **ROBERT COURRIER** :

JEAN VERNE. *Précis d'Histologie. La cellule. Les tissus. Les organes.* 4e édition du *Précis d'Histologie* de A. BRANCA et J. VERNE.

CORRESPONDANCE.

L'Académie est informée du **TROISIÈME CONGRÈS DE L'ASSOCIATION SCIENTIFIQUE DES PAYS DE L'OCÉAN INDIEN** qui se tiendra à l'Institut de recherche scientifique de Madagascar, à Tananarive, en septembre ou octobre 1957.

M. le **SECRÉTAIRE PERPÉTUEL** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Les transistrons dans les amplificateurs*, par JEAN-MARIE MOULON;

2° *Symposium sulla eparina* organizzato dalla Societa Lombarda di Scienze mediche e biologiche. Milano, 19 dicembre 1955;

3° *Memorial to Pierre Teilhard de Chardin, S. J.* (1881-1955), by GEORGE BARBOUR. Extrait de *Proceedings volume of the geological Society of America. Annual Report for* 1955;

4° *L'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques.* Actes de la Conférence internationale de Genève, août 1955. Volume VII : *Chimie nucléaire et effets des rayonnements.* Volume XII : *Les isotopes radio- actifs et les rayonnements ionisants en agriculture, en physiologie et en biochimie;*

5° WITOLD TOMASSI. *Jony i atomy jako skladniki materii;*

6° *Los tres « efectos cruciales » resueltos por la teoria clasica,* par GODOFREDO GARCIA;

7° *Penjelidikan laut di Indonesia (Marine research in Indonesia)*, n° 1.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Les points d'attraction et de répulsion pour l'itération dans l'espace à n dimensions.* Note (*) de M. **ALEXANDRE OSTROWSKI**, présentée par M. Gaston Julia.

Soit ζ un point invariant de l'itération $\xi_{k+1}=\Phi(\xi_k)$ dans l'espace vectoriel des ξ. Alors ζ est un point attractif ou répulsif, suivant que la matrice jacobienne de Φ au point ζ a le module maximum de ses racines caractéristiques <1 ou >1.

1. Dans l'espace vectoriel à n dimensions nous utiliserons comme mesure d'un vecteur $\xi=(x_1, \ldots, x_n)$ le nombre $|\xi|_\infty = \operatorname{Max}_\nu |x_\nu|$.

De même nous posons pour une $(n\times n)$-matrice $A=(a_{\mu\nu})$:

$$|A|_1 = \operatorname{Max}_\mu \sum_{\nu=1}^{n} |a_{\mu\nu}|, \qquad |A|_\infty = \operatorname{Max}_\nu \sum_{\mu=1}^{n} |a_{\mu\nu}|$$

et désignons par λ_A le plus grand module des nombres caractéristiques de A.

Considérons une itération

$$(1) \qquad \xi_{k+1}=\Phi(\xi_k) \qquad (k=0, 1, \ldots),$$

où la fonction vectorielle Φ consiste en n fonctions $f_\mu(\xi)=f_\mu(x_1, \ldots, x_n)$. Soit ζ un point invariant de (1), c'est-à-dire tel que $\zeta=\Phi(\zeta)$. Supposons que les $f_\mu(x_1, \ldots, x_n)$ possèdent les dérivées premières dans le voisinage de ζ, qui sont continues dans ζ. Posons enfin

$$\Delta=\left(\frac{\partial f_\mu}{\partial x_\nu}(\zeta)\right) \qquad (\mu, \nu=1, \ldots, n).$$

2. Les points invariants attractifs sont caractérisés par le

THÉORÈME I. — *Si $\lambda_\Delta<1$, il existe deux voisinages* V, V_0 *de ζ, tels que, si ξ_0 est contenu dans* V_0, *les vecteurs ξ_k qui s'en déduisent par* (1), *sont situés dans* V *et convergent vers ζ.*

La démonstration du théorème I utilise le

LEMME I. — *Soit pour une $(n\times n)$-matrice constante* A *et* $\varepsilon>0$, $\lambda_A+\varepsilon<1$. *Alors il existe deux nombres positifs η, σ qui ne dépendent que de* A *et de* ε, *tels*

que, si pour une suite infinie des $(n \times n)$-matrices U_ν *on a* $|U_\nu|_\infty \leq \eta$, *il résulte*

$$(2)\qquad \left|\prod_{\mu=1}^{m}(A+U_\mu)\right|_\infty \leq \sigma(\lambda_A+\varepsilon)^m \qquad (m=1, 2, \ldots),$$

où les facteurs du produit peuvent être pris dans un ordre quelconque.

3. La caractérisation des points invariants répulsifs est donnée par le

THÉORÈME II. — *Si* $\lambda_\Delta > 1$, *il existe un voisinage* V *de* ζ *et un angle solide* L *ayant son sommet dans* ζ, *tels que, si* $\xi_0 \neq \zeta$ *appartient à l'intersection de* V *et* L, *la suite* ξ_k, *qui s'en déduit par* (1), *contient un* ξ_ν, *qui est situé ou bien en* ζ *ou bien en dehors de* V.

La démonstration du théorème II utilise essentiellement le

LEMME II. — *Soit pour une* $(n \times n)$*-matrice* A *et un* $\varepsilon > 0$, $\lambda_A > 1+\varepsilon$. *Alors il existe un* $\delta = \delta(A, \varepsilon) > 0$ *et un angle solide* L *avec le sommet à l'origine, tels que, si pour une suite infinie des matrices* U_ν *on a* $|U_\nu|_1 \leq \delta$ *et* $\xi \neq 0$ *est situé dans* L, *il résulte*

$$(3)\qquad (\lambda_A-\varepsilon)^{-m}\left|\prod_{\nu=1}^{m}(A+U_\nu)\xi'\right|_1 \to \infty,$$

où les facteurs du produit peuvent être pris dans un ordre quelconque.

4. La condition nécessaire pour un point invariant attractif établie pour les itérations en plusieurs variables par exemple par Scarborough et G. Schulz se déduit immédiatement du théorème I par spécialisation en utilisant la borne de λ_A donnée par Frobenius.

Les démonstrations des résultats indiqués seront publiées dans un autre recueil.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur le prolongement des formes linéaires positives dans un espace vectoriel ordonné.* Note de M. **Heinz Bauer**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Conditions nécessaires et suffisantes pour qu'une forme linéaire, définie dans un sous-espace vectoriel d'un espace localement convexe ordonné E, puisse être prolongée en une forme linéaire continue positive, définie dans E tout entier.

1. Soient E un espace vectoriel sur le corps $\mathfrak{R}$ des nombres réels, P un cône convexe pointé saillant (de sommet o) dans E et $\prec$ l'ordre défini dans E par P. Soit f une forme linéaire, définie dans un sous-espace vectoriel M de E.

Il se pose la question : quand existe-t-il une forme linéaire $\bar{f}$ positive (pour l'ordre $\prec$), prolongeant f à E tout entier? Inspiré par des idées de W. Nef [1]

et un théorème de M. Krein ([2]), nous allons démontrer une généralisation du théorème de Hahn-Banach.

THÉORÈME 1. — *Soient p une semi-norme définie dans* E, *et* V *l'ensemble des* $x \in$ E *pour lesquels* $p(x) < 1$. *Pour qu'il existe une forme linéaire* $\bar{f}$ *positive, définie dans* E, *prolongeant* f, *et telle que* $|\bar{f}(x)| \leqq p(x)$ *en tout point de* E, *il faut et il suffit que, pour tout* $x \in M \cap (V + P)$, *on ait*

$$f(x) > -1, \tag{1}$$

Démonstration. — On voit facilement que la condition est nécessaire pour l'existence d'un prolongement $\bar{f}$. Pour montrer qu'elle est suffisante, on peut se borner ou cas où $f \neq 0$. Il existe donc un point $x_0 \in M$ tel que $f(x_0) = 1$.

1° Pour tout $x \in M \cap P$ est tout nombre $\alpha > 0$, on a $\alpha x \in M \cap P$, et par suite $f(x) > -\alpha^{-1}$ en vertu de (1). Il en résulte que la forme linéaire f est positive dans M (pour la structure d'ordre induite).

2° Un calcul simple montre que

$$P^* = \bigcup_{\lambda \geqq 0} \lambda(x_0 + V) + P$$

est un cône convexe pointé saillant qui contient P comme sous-cône. La forme linéaire f est aussi positive dans M pour la structure d'ordre définie par $M \cap P^*$. En effet, soit $x = \lambda(x_0 + v) + p$ un point de $M \cap P^*$ ($\lambda \geqq 0$, $v \in V$, $p \in P$). Si $\lambda = 0$, on a $f(x) = f(p) \geqq 0$ en vertu de 1°. Si $\lambda > 0$, on a $\lambda^{-1}x - x_0 \in M \cap (V + P)$; la condition (1) implique donc $f(x) > 0$.

3° Considérons sur E la topologie localement convexe $\mathfrak{T}$ définie par l'unique semi-norme p. Par rapport à $\mathfrak{T}$, $x_0 + V$ est un sous-ensemble de l'intérieur I^* de P^*. Il résulte donc du théorème de Krein ([3]) qu'il existe une forme linéaire continue $\bar{f}$ positive (pour la structure d'ordre définie par P^*, donc aussi pour $\prec$), prolongeant f à E tout entier, et telle que $\bar{f}(x) > 0$ pour tout $x \in I^*$. Il reste à démontrer qu'on a $|\bar{f}(x)| \leqq p(x)$ pour tout $x \in E$. Pour cela il suffit de montrer que $\bar{f}(x) = 1$ entraîne $p(x) \geqq 1$. Supposons le contraire : $x_0 - x$ appartient à $x_0 + V$, donc à I^*. Il en résulte que $\bar{f}(x_0 - x) > 0$, ce qui contredit l'égalité $\bar{f}(x_0 - x) = 0$. La forme linéaire $\bar{f}$ répond ainsi à notre question.

Remarque. — Le théorème de Hahn-Banach (sous sa forme analytique) résulte de notre théorème 1 comme corollaire. En effet, si l'on prend pour P le cône réduit au seul élément 0, le théorème 1 affirme que toute forme linéaire f définie dans M, telle que $|f(x)| \leqq p(x)$ en tout point de M, peut être prolongée en une forme linéaire $\bar{f}$ définie dans E, telle que $|\bar{f}(x)| \leqq p(x)$ en tout point de E.

2. Supposons dans ce qui suit que E est un espace *localement convexe*.

THÉORÈME 2. — *Pour que f puisse être prolongée en une forme linéaire continue $\bar{f}$ positive, définie dans* E, *il faut et il suffit que l'ensemble* $f(M \cap (V + P))$ *soit borné inférieurement pour au moins un voisinage* V *de* O *dans* E.

Ce théorème est une conséquence du théorème 1 et généralise le théorème de Krein (²) et le théorème central du travail de Nef (¹). Ce dernier théorème concerne le cas où E est muni de la topologie localement convexe la plus fine.

Application 1. — En appliquant le théorème 2 à la forme linéaire $f(\lambda x) = \lambda$, définie sur la droite $M = \{\lambda x \mid \lambda \in \mathbf{R}\}$, on démontre :

THÉORÈME 3. — *Soit x un point de* E. *Pour qu'il existe une forme linéaire continue $\bar{f}$ positive, définie dans* E, *et telle que $\bar{f}(x) = 1$, il faut et il suffit que le point $-x$ n'appartienne pas à l'adhérence* $\overline{P}$ *de* P *dans* E.

COROLLAIRE 1. — *Pour qu'il existe une forme linéaire continue $\bar{f} \neq 0$ positive, définie dans* E, *il faut et il suffit que* P *ne soit pas partout dense dans* E.

Exemple d'un cône P *partout dense dans* E. — Soient E l'espace vectoriel des suites $a = \{\alpha_n\}_{n \in \mathbf{N}}$ de nombres réels telles que $\alpha_n = 0$ sauf pour un nombre fini d'indices n, et P le cône convexe pointé saillant suivant : un point $a \neq 0$ de E appartient à P si et seulement si la dernière composante $\alpha_n \neq 0$ de a est positive. P est partout dense dans E par rapport à la topologie localement convexe, définie par la norme $\|a\| = \sum |\alpha_n|$ (⁴).

COROLLAIRE 2. — *Soit* P *fermé dans* E (⁵). *Pour qu'on puisse associer à un point $x \in E$ une forme linéaire continue $\bar{f}$ positive, définie dans* E, *et telle que $\bar{f}(x) = 1$, il faut et il suffit qu'on n'ait pas $x \prec 0$.*

Application 2. — Supposons que le sommet o de P possède dans P un voisinage compact et que P ne soit pas réduit à o : ceci équivaut à dire que P possède une *base* B *compacte* (⁶).

THÉORÈME 4. — *Soient* P *à base compacte, et* M *un sous-espace vectoriel fermé de* E *tel que* $M \cap P = \{0\}$. *Pour toute forme linéaire continue f définie dans* M, *il existe alors une forme linéaire continue $\bar{f}$ positive, prolongeant f à* E *tout entier.*

Démonstration. — Il existe un voisinage W de o tel que $(B+W) \cap (M+W) = \varnothing$, d'où résulte l'existence d'une semi-norme continue p dans E telle que $|f(x)| \leq p(x)$ pour tout $x \in M$, et telle que $V = \{x \mid p(x) < 1\} \subset W$. Soient $\alpha = \sup_{x \in B} p(x)$ et $\beta = \inf_{x \in B, y \in M} p(x - y)$; on a $\beta > 0$. On montre que $-(1 + \alpha\beta^{-1})$ est une borne inférieure de $f(M \cap (V + P))$. Le théorème 2 assure donc l'existence de $\bar{f}$.

(¹) *Monatshefte f. Math.*, 60, 1956, p. 190-197.

(²) *Cf.* N. BOURBAKI, *Espaces vectoriels topologiques*, chap. II (*Act. Sc. et Ind.*, 1189, Paris, 1953, p. 75 (prop. 6).

(³) Remarquons que ce théorème reste valable sans supposer que E soit séparé. *Cf.* la démonstration dans (²).

([4]) Cet exemple se trouve en principe déjà dans ([1]).

([5]) On dit alors que la topologie de E est compatible avec la structure d'espace vectoriel ordonné de E.

([6]) *Cf.* G. Choquet, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 555.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Classes semi-analytiques dans des régions convexes.* Note de M. **Ricardo San Juan**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

On généralise les résultats sur les classes semi-analytiques (présentés par M. San Juan au Congrès international de Mathématiciens d'Amsterdam, 1954) à des régions à la fois convexes et transformées par la fonction exponentielle des domaines Δ_s de M. Mandelbrojt.

Soit Δ_s un domaine de M. Mandelbrojt du plan $s=\sigma+it$, R_z la région du plan $z=x+iy$ transformé moyennant $z=e^s$. Nous définissons les deux fonctions

$$I(\rho)=\exp\{x(\log\rho)\} \qquad (\rho=e^{\sigma},\ e^{\sigma_0}<\rho<+\infty,\ \sigma_0\geqq-\infty),$$
$$I_1(\rho)=\exp\{x(\log\rho)+iG(\log\rho)\},$$

où les deux fonctions $x(s)$ et $G(\sigma)$ sont les fonctions définies dans ([2]), p. 33-34. De ([2]), p. 36 (2.2.12), l'on déduit $I=O[I_1$ et $I_1=O[I]$ pour $\rho\to+\infty$. Chacune de ces deux fonctions I et I_1 [d'après ([2]), p. 37, théorème 2.3.III] vérifie les conditions *a*, *b*, *c* de ([3]), p. 20. Comme conséquence il résulte que le *théorème fondamental de décomposition* de ([6]), p. 166, lignes 4-9, vaut pour $m_n(t)\equiv I^{-1}(t^n)$, $\rho=I^{-1}(u)$ étant la fonction inverse de $u=I(\rho)$.

Les classes semi-analytiques (en abrégé : s. a.) furent définies dans ([6]) pour des domaines avec le point d'accumulation (O); mais la définition peut s'appliquer, naturellement, aux régions R_z en substituant z par $1/z$. Avec cette nomenclature, les résultats de ([3]), p. 21, et ([2]), p. 46-47, peuvent s'exprimer ainsi :

Théorème 1. — *Pour qu'une classe* $C(m_n, R_z)$ *soit semi-analytique il est nécessaire et suffisant que* $\sum^{\infty}[I(c_n)]^{-1}=\infty$, *où* $c_n=m^c_{n+1}/m^c_n$ *ou bien* $c_n=(m^c_1)^{1/n}$ $(n=0, 1, 2,\ldots)$, $\{m^c_n\}$ *étant la réctifiée logarithmiquement convexe de* $\{m_n\}$.

Soit $\sum^{\infty}p_n^{-1}=\infty$ avec $p_n>0$ $(n=0, 1, \ldots)$ et q un entier positif. Nous disons qu'une classe $C(m_n, R_z)$ *est fortement semi-analytique de type* p_n *et ordre* q (en abrégé : f. s. a. p_n. q.) quand $\sum^{\infty}[p_n I(m_{qn}^{1/n})]^{-1}=\infty$. En s'appuyant dans le théorème fondamental de décomposition, on déduit de ([8]), p. 106; ([9]), p. 142 et ([4]), p. 343.

Théorème 2. — *Il existe dans toute région* R_z *des paires de fonctions analytiques*

différentes. $f_1(z) \not\equiv f_2(z)$, *avec le même développement asymptotique* $\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^{-n}$ *dans* R_z *et appartenant à chacune des classes* $C(m'_n, R_z)$ et $C(m''_n, R_z)$ *f. s. a. p$_n$. q. de type et ordre préfixés avec des bornes* $\{m'_n\}$ *et* $\{m''_n\}$ *logarithmiquement convexes.*

La coïncidence de toutes les fonctions analytiques avec le même développement asymptotique $\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^{-n}$ dans R_z équivaut à l'existence d'une approximation asymptotique optime $f(z)$ de $\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^{-n}$ (en abrégé a. o.) dans R_z, c'est-à-dire telle que si $f \in C(m_n, R_z)$ s. a. et $f_1 \in C(m'_n, R_z)$ aussi s. a., on a $m_n < k^n m'_n$ ($n = 0, 1, 2, \ldots, k = \text{const.}$). Il est convenable, pour d'ultérieures applications, d'amplifier cette définition de a. o., en exigeant seulement la coïncidence des approximations asymptotiques d'une même série appartenant à des classes s. a. avec des bornes logarithmiquement convexes.

THÉORÈME 3. — *La classe* $C\{[I^{-1}(n)]^n, R_z\}$ *est f. s. a.* 1.1 *et toutes ses fonctions sont a. o.*

THÉORÈME 4. — *De* $\overline{\lim\limits_{n\to\infty}} [m_n^{1/n}/I^{-1}(n)] < \infty$ [1], *on déduit* $\underline{\lim\limits_{\rho\to\infty}} [\log T(\rho)/I(\rho)] > 0$ [2], *où* $T(\rho) = \operatorname{Sup}\limits_{n>0} (\rho^n/m_n)$. *Mais de* [2] *seulement on déduit* $\overline{\lim\limits_{n\to\infty}} [(m_n^c)^{1/n}/I^{-1}(n)] < \infty$.

Les deux conclusions obtenues dans ([1]), p. 79-80 pour la courbe $y = x \log x$, avec une élégante méthode géométrique, se généralisent pour la courbe $y = x \log I^{-1}(x)$, mais avec démonstration analytique, en s'appuyant dans ([2]), p. 37, théorème 23.III. De ces conclusions, avec raisonnement analogue à celui de ([1]), p. 80-82, on déduit le *lemme de Bang* ([1]), p. 79, *pour classe s. a.*, en substituant $n!$ par $[I^{-1}_{(n)}]^n$ et l'axe réel par R_z.

Pour appliquer l'intégrale de Cauchy comme dans ([7]), p. 39, il convient de démontrer le lemme suivant, qui permet en même temps de généraliser à des régions R_z convexes les résultats de ([5]).

LEMME. — *Supposons* R_z *convexe. Soit c son contour et* $c_1 = kc$ *une courbe homothétique de c en rapport à* 0 *et intérieur à* R_z. *Alors la distance à* c_1 *d'un point* $\rho_0 e^{i\varphi_0} \in c$ *est* $d(\rho_0) > K\rho_0^{-h}$ *pour* ρ_0 *suffisamment grand,* $K > 0$ *et* $h > 0$ *étant des constantes indépendantes de* ρ_0.

On déduit ainsi comme dans ([7]), p. 60, du lemme de Bang pour des classes semi-analytiques le

THÉORÈME 5. — *Si toutes les fonctions d'une classe s. a.* $C(m_n, R_z)$ *avec* R_z *convexe et* $\{m_n\}$ *logarithmiquement convexe, sont a. o., on a* $C(m_n, R_z) \subset C\{[I^{-1}_{(n)}]^n, R_z\}$.

Les applications à la sommation des séries potentielles divergentes feront l'objet d'une autre publication.

(1) T. BANG, *Om Quasi-analytiske Funtioner. Inaugural-dissertation*, Kjobenhavn, 1946.
(2) S. MANDELBROJT, *Séries adhérentes, etc.*, Paris, 1952.
(3) H. J. MEILI, *Ueber das Eindeutigkeits Problem in der Theorie der asymptotischen Reihen. Inaugural-dissertation*, Zürich, 1954.
(4) B. R. SALINAS, *Revista de la R. Academia de Ciencias de Madrid*, 49, 1955, p. 331-368.
(5) R. SAN JUAN, *Collectanea Mathematica*, 5, 1952, p. 269-284.
(6) R. SAN JUAN, *Procedings of the International Mathematical Congress*, Amsterdam, 1, 1954, p. 165-166.
(7) R. SAN JUAN, *Publicaciones del Consejo Superior de Investigaciones Cientificas*, Madrid, 1955.
(8) T. J. STIELTJES, *Ann. Fac. Toulouse*, 8, 1894.
(9) D. W. WIDDER, *The Laplace transform.*, Princeton, 1946.

FONCTIONS DE VARIABLES RÉELLES. — *Constructions à propos du problème des sélections*. Note (*) de Mme **GILIANA PANNOLI MASSARO**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Les constructions effectuées se rapportent à une Note précédente consacrée au même problème.

1. Je reprends les concepts fondamentaux ainsi que la terminologie et les notations d'une Note précédente que j'ai affectée à ce même problème. Je donnerai des exemples significatifs, en me restreignant au cas où C est borné et contenu dans le plan euclidien, et sa projection H sur l'axe des x est un intervalle (a, b).

Il est intéressant de remarquer, à la suite du théorème n° 3 de cette Note, la possibilité qu'une droite quelconque $x = x_0$ avec $a \leqq x_0 \leqq b$, contienne même *un seul* point $P_0 \equiv (x_0, y_0)$ inaccessible (1).

En effet, supposons par exemple $x_0 = a$ et $E(a)$ formé de y_0 et de deux suites $\{y_n^{(1)}\}$, $\{y_n^{(2)}\}$ $(n = 1, 2, \ldots)$ de points tels que $y_n^{(1)} > y_{n+1}^{(1)}$, $y_n^{(2)} < y_{n+1}^{(2)}$ (quel que soit n) et $\lim\limits_{n \to \infty} y_n^{(1)} = y_0 = \lim\limits_{n \to \infty} y_n^{(2)}$. Choisissons une suite $\{c_n\}$ $(n = 1, 2, \ldots)$ décroissante, telle que $c_1 = b$, $\lim\limits_{n \to \infty} c_n = a$, et considérons les quatre suites doubles $\{f_{kn}^{(i)}(x)\}$, $\{g_{kn}^{(i)}(x)\}$ $(i = 1, 2;\ k = 2, 3, \ldots;\ n = 2, 3, \ldots)$ de fonctions ainsi définies :

$$f_{kn}^{(i)}(x) = y_k^{(i)} + (y_{k-1}^{(i)} - y_k^{(i)}) \left(\frac{x - a}{c_{k-1} - a} \right)^n \qquad \text{pour} \quad x \in (a, c_{k-1}),$$

$$\left. \begin{aligned} g_{kn}^{(1)}(x) &= y_k^{(1)} - (y_k^{(1)} - y_k^{(2)}) \left(\frac{x - c_k}{c_{k-1} - c_k} \right)^n \\ g_{kn}^{(2)}(x) &= y_k^{(2)} + (y_k^{(1)} - y_k^{(2)}) \left(\frac{c_{k-1} - x}{c_{k-1} - c_k} \right)^n \end{aligned} \right\} \quad \text{pour} \quad x \in (c_k, c_{k-1}).$$

Si $F^{(i)}$, $F_{kn}^{(i)}$, $G_{kn}^{(i)}$ sont respectivement les courbes cartésiennes $y = y_1^{(i)}$ (constant

en tout H), $y = f_{kn}^{(i)}(x)$, $y = g_{kn}^{(i)}(x)$, la fermeture de l'ensemble

$$F^{(1)} + F^{(2)} + \sum_{i}^{1,2} \sum_{k}^{2,\infty} \sum_{n}^{2,\infty} [F_{kn}^{(i)} + G_{kn}^{(i)}]$$

est un ensemble C du type cherché, les points $(a, y_n^{(i)})$ y étant tous accessibles.

2. Dans l'exemple précédent, le point P_0 est d'accumulation d'une suite de segments parallèles à l'axe des y, entièrement formés de points inaccessibles. Il est d'ailleurs possible de construire un ensemble C contenant un ensemble non dénombrable de tels segments. En effet nous allons maintenant résoudre le problème suivant : *un ensemble fermé* K *contenu en* (a, b) *et partout discontinu en* (a, b) *étant arbitrairement donné, construire* C *de façon que tous les points* (x, y) *tels que* $x \in K$, $0 < y < 1$ *(et ces points seulement), y soient inaccessibles.*

Choisissons une suite double $\{c_{pr}\}$ $(p, r = 1, 2, \ldots)$ de nombres positifs tels que les suites partielles $\{c_{pr}\}$ $(r = 1, 2, \ldots)$, ainsi que la suite $\{c_{p1}\}$ $(p = 1, 2, \ldots)$, soient toutes décroissantes et convergentes vers zéro, et que $\sum_{r}^{1,\infty} c_{pr} = 1$ pour tout $p \geqq 1$. Posons $S_{pn} = \sum_{r}^{1,n} c_{pr}$, $R_{pn} = \sum_{r}^{n+1,\infty} c_{pr}$ $(p, n = 1, 2, \ldots)$ et indiquons par $I_1, I_2, \ldots, I_p, \ldots$ les intervalles [partiels de (a, b)] contigus à K [2]. Soient h_p le centre de I_p, $2\sigma_p$ sa longueur (pour chaque $p = 1, 2, \ldots$). Nous prenons pour C la fermeture de l'ensemble plan somme des courbes suivantes, toutes continues en (a, b) $(n = 1, 2 \ldots)$:

$$y = y_n(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \in K \\ R_{pn} + S_{pn}\left(\dfrac{x - h_p}{\sigma_p}\right)^{2n} & \text{si } x \in I_p. \end{cases}$$

On a, en I_p,

$$0 \leqq y_n(x) - y_{n+1}(x) = c_{p,n+1}(1 - t^{n+1}) + S_{pn}(1 - t)\,t^n, \qquad \text{avec} \quad t = \left(\frac{x - h_p}{\sigma_p}\right)^2.$$

On peut démontrer que la fonction $E(x)$ (*voir* n° 1 de la Note citée) est continue en (a, b). Ceci est d'abord évident, si $x_0 \in H - K$. Si $x_0 \in K$, prenons un point $Q_0 \equiv (x_0, y_0)$ quelconque tel que $0 < y_0 < 1$.

a. Soit $x_0 \in I_p$. On a alors, en I_p,

$$y_n(x) - y_{n+1}(x) < c_{p,n+1} + S_{pn}(1 - t)\,t^n < c_{p1} + \frac{1}{n} S_{pn}.$$

Un nombre $\varepsilon > 0$ étant arbitrairement fixé, prenons $\nu > 2/\varepsilon$ et tel que $c_{p\nu} < \varepsilon/2$, ensuite δ positif $< \sigma_p$ et tel que, pour $x_0 < x < x_0 + \delta$ [3], soit $y_\nu(x) > y_0$. Nous trouvons alors $y_n(x) - y_{n+1}(x) < \varepsilon$, pour $n \geqq \nu$ et $x_0 < x < x_0 + \delta$. Il existe donc un $n = n(x) > \nu$ tel que $y_0 - \varepsilon < y_n(x) < y_0$ $(x_0 < x < x_0 + \delta)$ et l'on déduit que

$$y_0 \in \liminf_{x \to x_0^+} E(x).$$

b. Soit au contraire $x_0 \in I_p$ pour tout $p \geq 1$. ε étant fixé, prenons $\bar{p}$ tel que $c_{\bar{p}1} < \varepsilon/2$, $\nu > 2/\varepsilon$, ensuite $\delta > 0$ et tel que, pour $x_0 < x < x_0 + \delta$, l'on ait $y_\nu(x) > y_0$, aucun intervalle I_p avec $p \leq \bar{p}$ n'ayant des points dans $(x_0, x_0 + \delta)$. Pour $x_0 < x < x_0 + \delta$, on conclut donc comme en *a*.

Ces déductions suffisent à démontrer, sans difficulté, la continuité de $E(x)$ et, enfin, toutes les propriétés essentielles de C ([4]).

3. Des procédés de condensation des singularités opportunément choisis et appliqués, permettent de déduire, de ce qui précède, des exemples plus perfectionnés : je vais en montrer très brièvement un seulement, parmi les plus intéressants.

Soit par exemple K^* un ensemble gerbé contenu et partout dense en (a, b), dont les composantes soient toutes parfaites (et partout discontinues) en (a, b). K étant la première composante de K^*, construisons C (relatif à K) comme au n° 2 ([5]). Soit K' une deuxième composante strictement contenue dans un intervalle H' tel que $H'K = \emptyset$ (donc contenue *à l'intérieur* d'un certain I_p contigu à C). Il est facile de construire un ensemble plan C'_n (pour chaque $n = 1, 2, \ldots$) se projetant (sur l'axe des x) en H', ayant en commun avec C les points de la courbe $y = y_n(x)$ $(x \in H')$ et ces points seulement, entièrement situé au-dessous de cette courbe, satisfaisant (*par rapport* à K') à des propriétés tout à fait analogues à celles de C. Posons $C' = \sum_n^{1, \infty} C'_n$. Si K'' est une troisième composante strictement contenue dans un intervalle H'' tel que $H''(K + K') = \emptyset$, la partie de $C + C'$, se projetant en H'', contient une infinité dénombrable d'arcs de courbes continues et isolées $y = y'_n(x)$ $(n = 1, 2, \ldots)$. Il est donc de nouveau facile de construire un ensemble plan C''_n (pour chaque $n = 1, 2, \ldots$) se projetant (sur l'axe des x) en H'', ayant en commun avec $C + C'$ les points de la courbe $y = y'_n(x)$ $(x \in H'')$ et ces points seulement, entièrement situé au-dessous de cette courbe, satisfaisant, par rapport à K'', à des propriétés tout à fait analogues à celles de C. Posons $C'' = \sum_n^{1, \infty} C''_n$. On reconnaît sans peine que le procédé peut être indéfiniment répété, de façon à épuiser, composante par composante, l'ensemble gerbé K^* tout entier et de façon à obtenir enfin un ensemble $C^* =$ fermeture de $(C + C' + C'' + \ldots)$, satisfaisant aux conditions usuelles.

Il est bien évident que les propriétés particulières des composantes de K^*, que nous avons introduites pour simplifier les choses, n'ont vraiment rien d'essentiel. On parvient ainsi au résultat suivant : *un ensemble gerbé* K^* *quelconque en* (a, b) (*somme d'une suite d'ensembles parfaits*) *étant donné*, ***il*** *existe un ensemble* C^* *tel que toute droite* $x = x_0$, *avec* $x_0 \in K^*$, *contient des segments entièrement formés de points inaccessibles. De plus tout point de* C^*

est d'accumulation de segments semblables (⁶). *Les points de* C^* *situés sur les droites* $x = x_0$ *avec* $x_0 \in \overline{K^*}$, *sont au contraire tous accessibles.*

(*) Séance du 7 janvier 1956.

(1) Un tel point est alors nécessairement d'accumulation bilatérale de $E(x_0)$ sur la droite.

(2) Nous supposons, pour plus de simplicité, que $a \in K$ et $b \in K$.

(3) Nous supposons par exemple que I_p soit à droite de x_0.

(4) Cet ensemble contient évidemment le segment $y = 0$, $a \leqq x \leqq b$.

(5) On répète la Note (2).

(6) Il est intéressant de remarquer que tous les ensembles C, C^* construits dans cette Note, sont eux-mêmes des composantes connexes (*voir* les nᵒˢ 2, 3 de la Note précédente).

GÉOMÉTRIE INFINITÉSIMALE DIRECTE. — *Sur la notion de courbe continue dépourvue de paratingentes parallèles.* Note (*) de M. **Otto Haupt**, présentée par M. Georges Bouligand.

Après avoir signalé les continus plans dépourvus de paratingentes parallèles, nous nous occupons dans cette Note du problème correspondant, relatif aux courbes $\mathfrak{C}(J_0)$ c'est-à-dire aux continus localement connexes munis d'un ordre linéaire au moyen d'une représentation paramétrique.

1. Dans une Communication antérieure (1) nous avons indiqué tous les continus C dans le plan euclidien E_2 qui ne possèdent pas de paratingentes parallèles. Nous y appelons continus les ensembles bornés, fermés et connexes qui contiennent deux points au moins; et, au sens de M. Bouligand (2), paratingentes (ordinaires) de l'ensemble $M \subset E_2$ avec point de contact $p \in E_2$, les droites P, limites de droites G_k portant deux points distincts p'_k, $p''_k \in M$, qui tendent vers p, si k tend vers l'infini. Un continu dépourvu de paratingentes parallèles est, soit un arc convexe (ne possédant pas de paratingentes parallèles), soit une étoile S d'ordre fini faible (par rapport aux droites de E_2), c'est-à-dire l'union S d'intervalles J_r, $r = 1, 2, \ldots$, ayant en commun l'extrémité Q et telle que l'intersection $S \cap G$ de S et d'une droite G, ne contenant pas le point Q et du reste étant arbitraire, soit un ensemble fini.

2. Dans la présente Note nous étudions un problème modifié en tant que les continus C sont remplacés par les courbes continues, ou en bref *courbes*, dans E_2, c'est-à-dire par les images $\mathfrak{C}(J_0)$ univalentes et continues d'un intervalle fermé J_0 de l'axe des nombres réels t, soit $a \leqq t \leqq b$, avec la convention suivante : on implique dans la notation $\mathfrak{C}(J_0)$ l'ordre linéaire imposé par recours à t aux points de la courbe. Autrement dit : $\mathfrak{C}(J_0)$ est l'ensemble des triples $(x, y; t)$ où $x = x(t)$, $y = y(t)$ sont les coordonnées (cartésiennes dans E_2) de l'image du point $t \in J_0$. Nous appelons ces triples les *positions* $\mathfrak{C}(t)$ sur la courbe $\mathfrak{C}(J_0)$. Par contre, pour plus de précision nous appelons

support $c(t)$ de la position $\mathfrak{C}(t)$ le point $(x, y) \in E_2$ où $x = x(t), y = y(t)$, et par conséquent l'ensemble des supports $c(t)$, $t \in J_0$, *support* $C(J_0)$ de la courbe $\mathfrak{C}(J_0)$. Sans diminuer la généralité nous supposons que le support $c(t)$ *ne reste pas fixe sur quelque intervalle partiel de* J_0.

En outre, il faut faire une différence entre la notion de paratingente (que nous avons introduite dans le n° 1) du support $C(J_0)$, en bref C-*paratingente*, avec le *point* (ou *support*) *de contact* $c(t)$ et entre la notion de paratingente de la courbe $\mathfrak{C}(J_0)$, en bref $\mathfrak{C}$-*paratingente*, avec la *position de contact* $\mathfrak{C}(t)$. Nous appelons ici $\mathfrak{C}$-paratingente avec la position de contact $\mathfrak{C}(t)$ les droites Q, limites de droites Q_k portant deux supports $c(t'_k)$, $c(t''_k)$, supposés distincts avec $k = 1, 2, \ldots$, et tels que $t = \lim_{k \to \infty} t'_k = \lim_{k \to \infty} t''_k$, etc. Comme il peut arriver qu'une droite est $\mathfrak{C}$-resp. C-paratingente pour deux ou plus de deux positions resp. supports de contact, on pourra être enclin à considérer une paratingente comme une paire formée d'une droite H et d'une position resp. d'un support de contact.

Si $\mathfrak{C}(J_0)$ est un arc simple, c'est-à-dire une image biunivoque (et bicontinue) de J_0, on peut identifier $\mathfrak{C}(J_0)$ avec le support $C(J_0)$. M. Bouligand a signalé que toujours à la courbe $\mathfrak{C}(J_0)$ correspond biunivoquement l'arc simple $C^*(J_0) = (x(t),\ y(t),\ z(t) = t;\ t \in J_0)$ dans E_3 et qu'aux positions $\mathfrak{C}(t)$ de $\mathfrak{C}(J_0)$ correspondent biunivoquement les supports (ou positions) de $C^*(J_0)$ et de même aux $\mathfrak{C}$-paratingentes de $\mathfrak{C}(J_0)$ les C^*-paratingentes de $C^*(J_0)$, etc.

3. Nous remarquons ici que toute $\mathfrak{C}$-paratingente de $\mathfrak{C}(J_0)$ avec la position de contact $\mathfrak{C}(t_0)$ est de même une C-paratingente du support $C(J_0)$ avec le support de contact $c(t_0)$. Mais, en général, l'inverse n'est pas vrai.

Exemple. — Soit le support $C(J_0)$ de la courbe $\mathfrak{C}(J_0)$, que nous allons construire, l'union d'un arc simple B et d'un intervalle S. Dans ce cas nous supposons en outre que l'arc B est un demi-cercle dont les extrémités sont b_1, b_2 et le centre m; de plus que m et s sont les extrémités de S et que S est contenu dans la demi-tangente q de l'arc partiel $b_1 m$ de B au point de contact m. Nous imposons à $C(J_0) = B \cup S$ l'ordre linéaire suivant : Nous marchons — chaque fois dans le même sens — dans B de b_1 au-delà de m à b_2; ensuite dans B de b_2 à m et enfin dans S de m à s. Toute droite Q' portant le point m est une C-paratingente de $C(J_0)$ avec le point de contact m. Mais il n'y a que deux positions $\mathfrak{C}(t')$, $\mathfrak{C}(t'')$ dont les supports coïncident au point m; et la tangente Q de B au point de contact m est la seule $\mathfrak{C}$-paratingente de $\mathfrak{C}(J_0)$ aux positions de contact $\mathfrak{C}(t')$ et $\mathfrak{C}(t'')$.

Dans l'exemple précédent, nous nous butons au fait que la même droite est $\mathfrak{C}$-paratingente avec deux positions de contact qui possèdent le même support. Il est donc nécessaire de décider si l'on considère ou non deux $\mathfrak{C}$-paratingentes de ce genre comme deux $\mathfrak{C}$-paratingentes différentes et, par conséquent, comme parallèles. D'où le besoin de préciser la définition de la notion de $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles.

4. On peut à cette fin choisir entre plusieurs conventions.

La convention la plus radicale est la suivante : Deux $\mathfrak{C}$-paratingentes avec

positions de contact distinctes sont considérées comme deux $\mathfrak{C}$-paratingentes différentes, donc comme parallèles, même si elles coïncident à la même droite. Cela posé, on prouve que pour une courbe $\mathfrak{C}(J_0)$ dépourvue de $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles, le support $C(J_0)$ est un arc convexe (sans $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles) ne contenant aucun intervalle et parcouru partout dans le même sens. Comme le support $C(J_0)$ est déterminé par $\mathfrak{C}(J_0)$ sans ambiguïté et comme au contraire tout continu localement connexe est support d'une infinité de courbes diverses, il s'ensuit qu'en observant la convention susdite, il n'y a aucun continu A localement connexe tel que toute courbe $\mathfrak{C}(J_0)$ à support A soit dépourvue de $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles.

La convention susdite est donc trop restrictive. Car un arc convexe assez court n'est même pas dépourvu de $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles, si l'on ne le parcourt pas partout dans le même sens. Par conséquent le problème n'a pas de signification.

5. Dans une prochaine publication nous esquisserons des conventions naturelles et plus faibles admettant plus de courbes sans $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles, et même des courbes dont les supports ne sont ni des arcs convexes ni des étoiles. On peut dire en deux mots : ces courbes ont cette propriété que la $\mathfrak{C}$-paratingente tourne toujours dans le même sens, si le support de contact parcourt le support de la courbe partout dans le même sens.

6. Dans une Note antérieure ([3]) nous avons indiqué les continus dans l'espace E_n de n dimensions, $n \geqq 3$, dépourvus de n paratingentes parallèles au même hyperplan. On trouve qu'un tel continu est un arc simple B tel que l'intersection $B \cap H$ de B et d'un hyperplan H possède n composants au plus. Nous espérons pouvoir traiter plus tard la question correspondante relative aux courbes ainsi que celle concernant les continus localement connexes dans E_n, qui sont des supports exclusivement de courbes sans n $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles au même hyperplan.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

([1]) *Bayer. Akad. d. Wiss.*, *Sitz.-Ber. math.-naturw. Kl.*, Jahrg. 1955, p. 26*.

([2]) *Voir* par exemple : G. Bouligand, *Introduction à la Géométrie infinitésimale directe*, Paris, 1932, p. 72.

([3]) *Bayer. Akad. d. Wiss.*, *Sitz.-Ber. math.-naturw. Kl.*, Jahrg. 1955, p. 29*/30*.

CALCUL NUMÉRIQUE. — *Le produit de composition des opérateurs aux différences ; application aux vibrations de plaques encastrées.* Note de M. **Joseph Hersch**, présentée par M. Paul Montel.

Critique élémentaire de la recette classique pour choisir une équation aux différences correspondant à une équation différentielle donnée; par exemple, cette recette s'avère inadéquate à formuler la condition d'encastrement. Une loi simple de composition des opérateurs aux différences à coefficients constants est appliquée aux plaques vibrantes.

1. Soit $L[\varphi]=0$ une équation différentielle ordinaire linéaire pour la fonction $\varphi(x)$. On peut, en principe, déterminer l'équation aux différences $L_h^*[\varphi]=0$ satisfaite *exactement* par les valeurs discrètes de φ aux points x, $x\pm h$, $x\pm 2h$, ... à l'aide de l'une des méthodes suivantes :

a. *Énumération* des solutions de $L[\varphi]=0$.

b. *Construction d'une distribution* T à support compact, telle que

$$\bar{L}[T]=\alpha_0\delta_{(x)}+\alpha_h\delta_{(x+h)}+\alpha_{-h}\delta_{(x-h)}+\ldots,$$

où $\bar{L}$ est l'opérateur adjoint à L et $\delta_{(x)}$ est la mesure de Dirac au point x :

$$0=\langle T, L[\varphi]\rangle=\langle\bar{L}[T], \varphi\rangle=\alpha_0\varphi(x)+\alpha_h\varphi(x+h)+\alpha_{-h}\varphi(x-h)+\ldots=L_h^*[\varphi];$$

si, au lieu de $L[\varphi]=0$, on a $L[\varphi]=f(x)$, on remplacera à gauche 0 par $\langle T, f\rangle$.

c. Méthode *récurrente* reposant sur le passage de L_h^* à L_{2h}^* [1].

Chacune de ces trois méthodes peut être adaptée aux *conditions aux limites*.

2. Quelques *exemples* triviaux : coefficients constants.

		Une équation aux différences classique.					L'équation exacte.				
	L.	α_{-2h}	α_{-h}	α_0	α_h	α_{2h}	α_{-2h}	α_{-h}	α_0	α_h	α_{2h}
(1)	$\dfrac{d}{dx}+\eta$		-1	$1+\eta h$	–	–		-1	$e^{\eta h}$		
(2)	$\dfrac{d^2}{dx^2}+\eta^2$		1	$-2+\eta^2h^2$	1	–		1	$-2\cos(\eta h)$	1	
(3)	$\dfrac{d^4}{dx^4}-\eta^4$	1	-4	$6-\eta^4h^4$	-4	1	1	B_h	A_h	B_h	1

avec $A_h=2+4\,\mathrm{ch}(\eta h)\cos(\eta h)$ et $B_h=-2\,\mathrm{ch}(\eta h)-2\cos(\eta h)$.

Condition d'encastrement : *a*. $\varphi(0)=\varphi'(0)=0$ pour une fonction $\varphi(x)$ *satisfaisant*, dans un intervalle $0<x<nh$ (h est la maille), *l'équation* $d^4\varphi/dx^4=0$. *La recette classique* $\varphi(-h)=\varphi(h)$ *n'est pas « exacte »*, car la fonction $\varphi=(x/h)^3$ satisfait à $\varphi^{\text{IV}}=0$ et $\varphi(0)=\varphi'(0)=0$, mais $(-1)^3\neq 1^3$! Construisons la conditions exacte d'encastrement, par exemple par énumération des solutions : on cherche une relation $\varphi(-h)=\alpha\,\varphi(h)+\beta\,\varphi(2h)$, c'est-à-dire le vecteur $\{-1, \alpha, \beta\}$. Il y a deux solutions fondamentales : $\varphi_1=(x/h)^2$ et $\varphi_2=(x/h)^3$; donc $\{-1, \alpha, \beta\}$ est parallèle au produit vectoriel $\{1, 1, 4\}\times\{-1, 1, 8\}=\{4, -12, 2\}$; donc $\alpha=3$ et $\beta=-1/2$:

$$\varphi(-h)=3\,\varphi(h)-\frac{1}{2}\varphi(2h). \tag{4}$$

b. $\varphi(0)=\varphi'(0)=0$ pour une fonction $\varphi(x)$ *satisfaisant*, dans $0<x<nh$, *à une équation* $d^4\varphi/dx^4-\eta^4\varphi=0$: on obtient

$$\varphi(-h)=\left(-1+\frac{2SC-2sc}{Cs-Sc}\right)\varphi(h)+\frac{-S+s}{Cs-Sc}\varphi(2h), \tag{5}$$

où $S=\mathrm{sh}(\eta h)$, $C=\mathrm{ch}(\eta h)$, $s=\sin(\eta h)$, $c=\cos(\eta h)$.

3. *Loi de composition.* — Définissons le produit de composition $L_1^\star \bigstar L_2^\star$ de deux opérateurs aux différences $L_1^\star$ et $L_2^\star$, *relatifs à la même maille h,* par

$$(6)\quad \begin{cases} L_1^\star[\varphi]=\sum_m \alpha_m^{(1)}\varphi(x+mh), & L_2^\star[\varphi]=\sum_m \alpha_m^{(2)}\varphi(x+mh), \\ (L_1^\star \bigstar L_2^\star)[\varphi]=\sum_k \alpha_k^{(12)}\varphi(x+kh), & \alpha_k^{(12)}=\sum_{m=-\infty}^{\infty} \alpha_m^{(1)}\alpha_{k-m}^{(2)}; \end{cases}$$

toutes ces sommes n'ont en réalité qu'un nombre fini de termes.

THÉORÈME. — L_1 *et* L_2 *étant des opérateurs différentiels linéaires à coefficients constants, on a*

$$(7)\qquad (L_1 L_2)^\star = L_1^\star \bigstar L_2^\star;$$

de plus, *si les distributions* T_{L_1} *et* T_{L_2} *assurent le passage de* L_1 *à* $L_1^\star$, *resp. de* L_2 *à* $L_2^\star$ (*cf.* § 1 *b*), *alors la distribution*

$$(8)\qquad T_{L_1 L_2} = T_{L_1} \bigstar T_{L_2}$$

assure le passage de $L_1 L_2$ *à* $(L_1 L_2)^\star$

Démonstration :

$$\overline{(L_1 L_2)}\,(T_{L_1}\bigstar T_{L_2}) = (\overline{L}_1 T_{L_1})\bigstar(\overline{L}_2 T_{L_2}) = \sum_m \alpha_m^{(1)}\delta_{[x+mh]}\bigstar\sum_j \alpha_j^{(2)}\delta_{[x+jh]}$$
$$=\sum_{m,j}\alpha_m^{(1)}\alpha_j^{(2)}\delta_{[x+(m+j)h]}=\sum_k\Big(\sum_m \alpha_m^{(1)}\alpha_{k-m}^{(2)}\Big)\delta_{[x+kh]}=L_1^\star\bigstar L_2^\star.$$

Exemples. — Comme

$$\frac{d^2}{dx^2}+\eta^2=\Big(\frac{d}{dx}+i\eta\Big)\Big(\frac{d}{dx}-i\eta\Big)\quad \text{et que}\quad \frac{d^4}{dx^4}-\eta^4=\Big(\frac{d^2}{dx^2}+\eta^2\Big)\Big(\frac{d^2}{dx^2}-\eta^2\Big),$$

les opérateurs figurant à droite de (1), (2), (3) peuvent être déduits l'un de l'autre par composition.

4. *Équation aux différences pour les plaques vibrantes.* — Procédons de même ici : construisons un opérateur discret correspondant à

$$\Delta\Delta-\eta^4=(\Delta+\eta^2)(\Delta-\eta^2),$$

à partir de l'opérateur obtenu dans une Note précédente [1] par la méthode récurrente [formule (2)]. Nous considérons un réseau de triangles équilatéraux; soient p un nœud du réseau; $q_1, q_2, \ldots, q_6$ les six nœuds voisins (à la distance h de p); $r_1, \ldots, r_6$ les six nœuds à la distance $h\sqrt{3}$ de p; $s_1, \ldots, s_6$ les six nœuds à la distance $2h$ de p; nous avions :

$$(\Delta+\eta^2)\varphi=0\sim\Big[2+4\cos\Big(\frac{\sqrt{3}}{2}\tilde{\eta}h\Big)\Big]\varphi(p)-\sum_1^6\varphi(q_i)=0;$$

$\tilde{\eta}$ est une valeur approchée de η; pour $(\Delta-\eta^2)\varphi=0$, il suffit de remplacer

cos par ch; composons les deux opérateurs

$$(9)\quad \left\{ \begin{array}{l} (\Delta\Delta - \eta^4)\varphi = 0 \sim A_h p + B_h \sum_1^6 q_i + 2\sum_1^6 r_i + \sum_1^6 s_i = 0, \\ \text{avec} \left\{ \begin{array}{l} A_h = (2 + 4\,\mathrm{ch}\,\nu)(2 + 4\cos\nu) + 6, \\ B_h = -4\,\mathrm{ch}\,\nu - 4\cos\nu - 2, \qquad \nu = \frac{\sqrt{3}}{2}\tilde{\eta} h. \end{array} \right. \end{array} \right.$$

Conditions aux limites. — On peut, par exemple, s'inspirer de la condition (4) de l'encastrement pour une dimension [la condition (5) serait meilleure, mais introduirait des expressions compliquées].

Difficulté pratique : le système (9) amène à une équation transcendante; cette circonstance est dans la nature même du problème.

5. *Exemple numérique.* — Plaque hexagonale encastrée de côté un : calcul approché des deux premières valeurs propres correspondant à des fonctions *symétriques*.

Valeurs approchées pour		Méthode. Classique (Collatz).	Intérieur : classique; Contour : selon (4).	Intérieur : (9); Contour : selon (4).
$\lambda_1 = \eta_1^4$	$h = 1$	32	53	106
	$h = \frac{1}{2}$	104	136	159
	$h = \frac{1}{3}$	129	149	158
$\lambda_{2\,\mathrm{sym}} = \eta_{2\,\mathrm{sym}}^4$	$h = \frac{1}{2}$	524	589	2 080
	$h = \frac{1}{3}$	1 150	1 397	2 237

Le calcul de la seconde colonne donne essentiellement le même travail que celui de la première; par contre, les nombres de la dernière colonne sont des racines d'équations transcendantes.

6. Comme dans le cas de la membrane vibrante [1], des considérations analogues s'appliquent au calcul approché des η_i au moyen de *fonctions de cellules*, ou encore au moyen d'un réseau quadratique.

[1] *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1475.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Mesure du module de rigidité de l'alumine frittée jusqu'à* 1000° C. Note (*) de Mlle **Christiane Susse**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Dans un travail précédent [1] nous avons décrit une méthode de résonance permettant la mesure à haute température des constantes élastiques des solides conducteurs avec son application au cas du nickel.

Dans la présente étude, nous avons appliqué la méthode à un solide isolant; nous avons choisi l'alumine frittée parce qu'elle conserve une grande dureté à 1000° C et parce que les données de la littérature ne concernent que la valeur statique de son module de rigidité à haute température.

L'échantillon est en alumine pure à 99,5 % (les impuretés étant constituées essentiellement de SiO_2, NaOH, KOH, des traces de V et de Mg), frittée à 1900° C et de densité apparente $\rho = 3,66 g/cm^3$. L'observation au microscope a montré que le diamètre moyen des cristaux de corindon se situe entre 10 et 20 μ, les plus gros cristaux atteignant au maximum 60 μ de diamètre.

L'échantillon a la forme d'un cylindre de 40 mm de longueur et 10 mm de diamètre percé d'un trou axial de 3 mm de diamètre où sont logés sans qu'il y ait contact trois soudures de thermocouples Pt/Pt Rh. Celles-ci permettent de connaître la répartition de la température le long du barreau et de réaliser l'uniformité de celle-ci à mieux que 0,5 à 1 000° C, la température du centre étant connue avec une erreur maximum de ± 1 à 1 000° C.

La fréquence de résonance f est mesurée par l'ensemble de deux compteurs électroniques et d'un oscillateur étalon à quartz donnant une précision globale sur f de $\pm[2.10^{-6}+(1/f)]$.

A une température donnée, la dispersion des valeurs de f est le plus souvent voisine de 2.10^{-4} et ne dépasse jamais 5.10^{-4}.

Dans le tableau I, nous avons donné les valeurs des fréquences de résonance du mode fondamental et de ses deux premiers harmoniques. Les rapports f_2/f_1 et f_3/f_1 sont respectivement égaux à deux et à trois, à mieux que 10^{-3} près. Ceci montre que le barreau peut être à juste titre considéré comme libre.

$l = 39,71$ mm, $r_1 = 10,92$ mm, $r_i = 3,11$ mm.

TABLEAU I.

T (°C).	f_1.	f_2.	f_3.	$\alpha.10^7$.	$\frac{G_T}{G_0}$.
18,9	74 338	148 688	222 920	40	1,0000
107,3	73 965	147 926	221 810	55	0,9892
217,4	73 520	146 897	220 240	63	0,9748
179,2	73 626	147 271	220 830	60	0,9801
348,7	72 858	145 654	218 490	70	0,9574
524,3	72 002	143 971	215 900	74	0,9340
642	71 342	142 999	214 080	76	0,9180
797,3	70 480	141 175	211 630	77	0,8961
893,3	69 998	140 078	210 100	78	0,8815
994,6	69 402	138 927	208 360	79	0,8663
844,6	70 264	140 635	210 860	78	0,8889
725,1	70 933	141 918	212 780	76	0,9061
445,9	72 361	144 769	217 050	72	0,9451
17,7	74 355	148 696	222 880	40	1,0001

La distance des pointes en alumine qui supportent le barreau ayant été calculée de façon à correspondre à des nœuds de vibration pour l'harmonique deux, nous avons estimé que les valeurs de f_2 étaient les meilleures et nous les avons utilisées dans le calcul du module de rigidité G.

A 20°C :

$$G_{20^\circ} = \rho f_2^2 l^2 = 1,276.10^{12} \text{ dynes/cm}^2.$$

En général,

$$\frac{G}{G_0} = \left(\frac{f}{f_0}\right)^2 [1 - \alpha(T - T_0)],$$

G et G_0, f et f_0 étant les modules de rigidité et les fréquences de résonance à T° et $T°_0$. α est le coefficient de dilatation linéaire moyen de l'alumine entre T_0 et T, les valeurs de ce coefficient en fonction de la température nous ont été fournies par les Établissements Desmarquets.

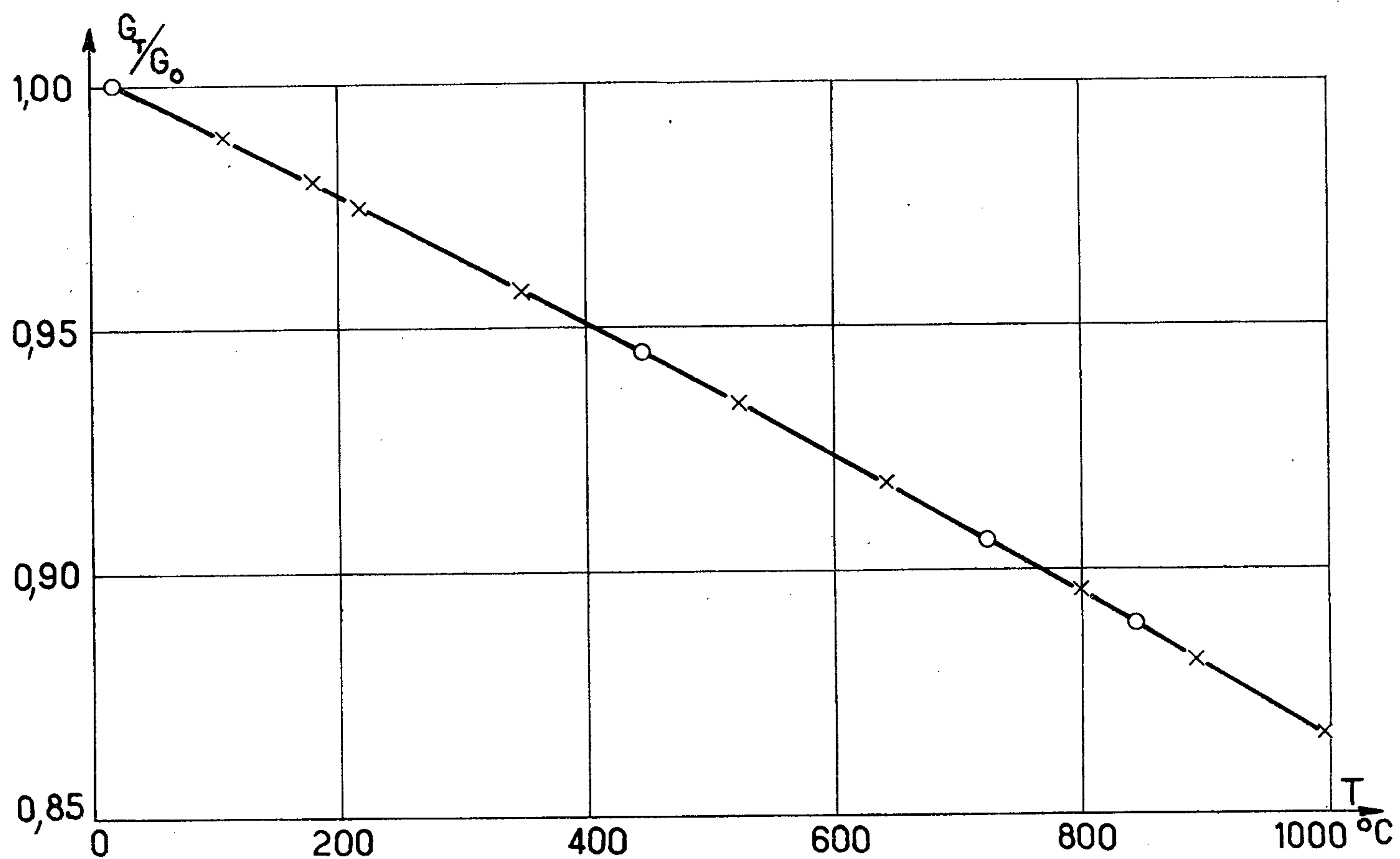


Fig. 1.

Les résultats sont représentés figure 1 et montrent une diminution continue du module de rigidité à mesure que la température s'élève. La courbe obtenue est très voisine d'une droite de pente : $(1/G_{20^\circ})(dG/dT) = -1,37.10^{-4}$.

Le tableau II et la figure 2 montrent les résultats obtenus par une méthode statique par M. Ryskhewitsch (²).

TABLEAU II.

Auteur.	$G_{20°}$ (dynes/cm²).	$\frac{1}{G}\frac{dG}{dT}$.
Ryskhewitsch............	$1,18 . 10^{12}$	$-1,60 . 10^{-4}$
	1,24 »	$-1,60$ »
	1,24 »	–
Travail actuel............	1,276 »	$-1,37$ »

Celui-ci effectuait ses mesures sur des barreaux d'alumine très pure (99,8 %) de densité apparente : $\rho = 3,85$ g/cm³ et de diamètre 0,16 cm qu'il chauffait jusqu'à 1550° C.

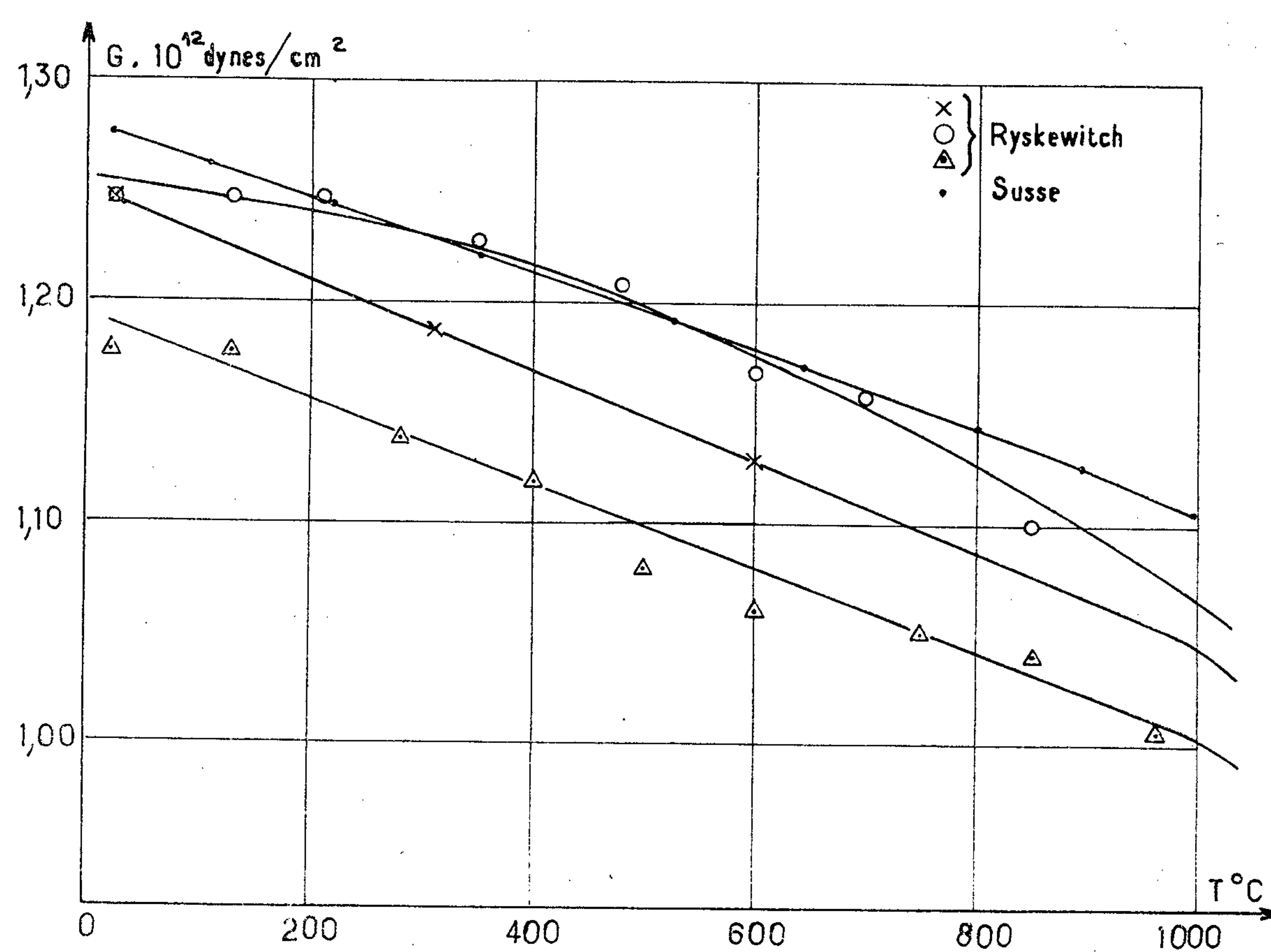


Fig. 2.

Les écarts observés entre ces résultats et les nôtres jusqu'à 1000° C sont supérieurs aux erreurs de mesure et proviennent peut-être des différences de méthode. Une étude approfondie de l'influence du degré de frittage et des impuretés sur le module de rigidité est cependant nécessaire avant qu'il soit possible de conclure.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

(¹) C. SUSSE, *J. Phys. Rad.*, **17**, 1956, p. 910.

(²) *J. Amer. Ceram. Soc.*, **34**, n° **10**, 1951, p. 322.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Sur la résistance à la rupture par flexion statique ou dynamique des plastiques.* Note (*) de MM. **Bernard Bossu** et **Pierre Dubois**, présentée par M. Pierre Chevenard.

L'énergie de rupture d'un plastique, rapportée à l'unité du volume contraint à l'aide d'une flexion est, dans des conditions expérimentales géométriquement identiques, plus faible dans une méthode statique que dans une méthode dynamique. Cette énergie spécifique est, la même dans les méthodes dynamiques, où la rupture est produite entre deux appuis (Charpy) ou quand l'une des extrémités est encastrée (Yzod).

Objet de cette étude. — Il a été essentiellement démontré la possibilité d'obtenir des résultats identiques dans la rupture de barreaux en plastique, fléchis entre deux appuis dans la méthode Charpy et à partir d'un encastrement dans la méthode Yzod.

D'autre part, on a fait comparaison, dans des conditions convenables, entre l'énergie spécifique de rupture du volume contraint qui est mise en jeu, respectivement dans la méthode de la flexion statique et dans celle de la flexion dynamique.

Conditions expérimentales. — Comme dans une étude précédente [1] on a utilisé des éprouvettes parallélépipédiques, d'épaisseurs différentes, depuis 1,5 jusqu'à 8 mm, découpées dans du polyméthylméthacrylate sensiblement isotrope et dans un stratifié papier-phénoplaste.

La distance entre appuis ou portée étant D (voir *fig.*) dans la méthode Charpy, on a aussi appelé D le double de la distance l entre le point d'impact et l'encastrement dans la méthode Yzod, afin que les comparaisons aient lieu sous le même état de contrainte. Dans les deux cas, on a désigné par h la hauteur ou dimension dirigée suivant la flèche de rupture, b étant l'autre dimension transversale de l'éprouvette.

L'énergie spécifique de rupture a été, dans les expériences ci-après, définie par le quotient du travail de rupture (en kg/cm) par le volume contraint Dhl (en cm^3).

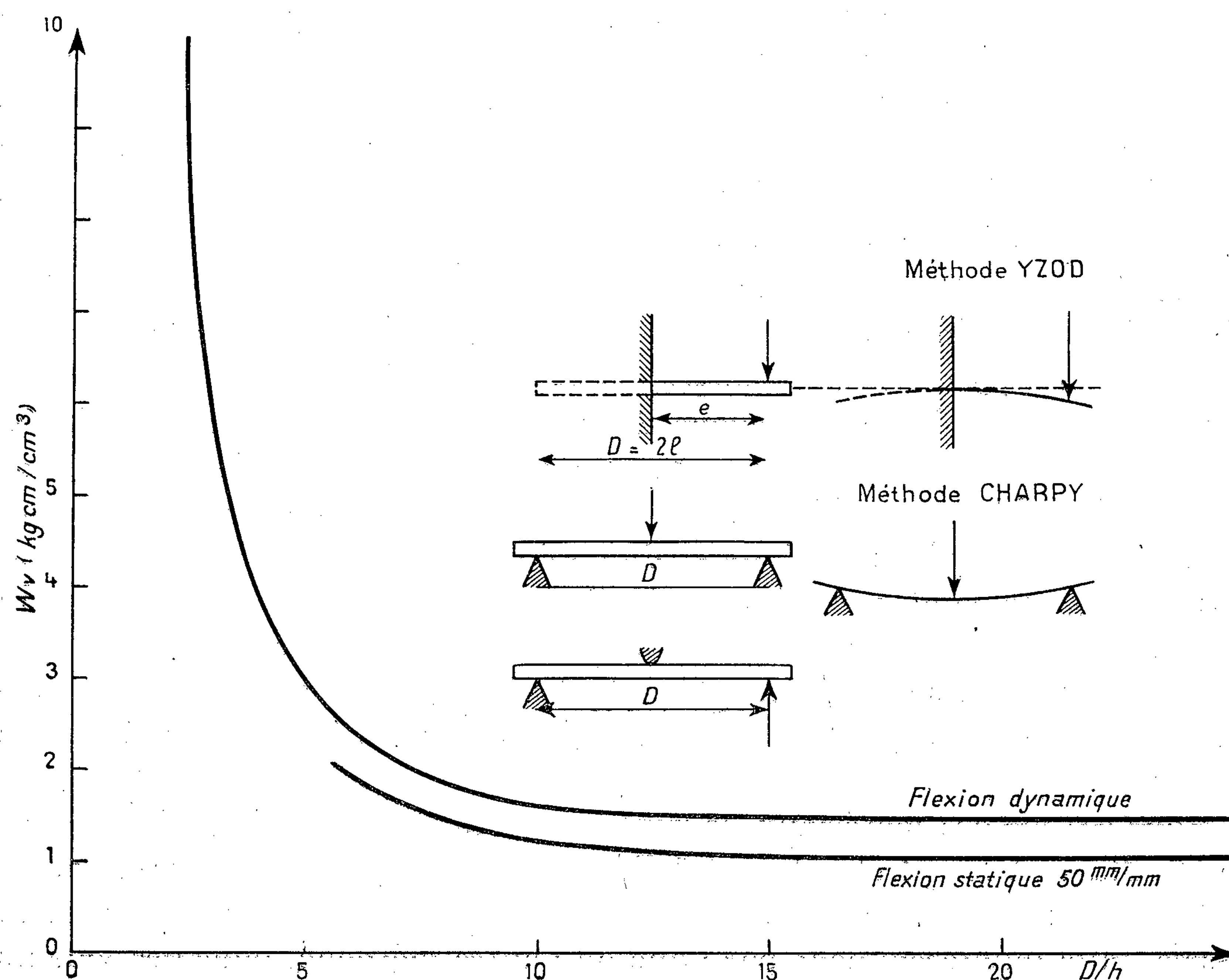
On a utilisé pour la rupture en flexion statique une machine permettant d'opérer à différentes vitesses constantes, dans des rapports extrêmes de 1 à 120, la plus faible étant de 5 mm/mn. Les courbes enregistrées ont servi, dans les différents cas, à calculer par la planimétrie, l'énergie spécifique de rupture en flexion statique.

En flexion dynamique, on s'est servi d'un mouton pendule Charpy à deux sensibilités, muni de dispositifs permettant la variation de la portée D ou de la longueur fléchie $l = D/2$ quand ce pendule était utilisé pour la rupture suivant la méthode Yzod.

Rupture en flexion statique. — La courbe de la figure montre comment varie l'énergie spécifique W_e de rupture du volume contraint par une

flexion statique, en fonction de la valeur de D/*h* dans le cas de l'expérimentation avec le polyméthylméthacrylate; la vitesse régulière de l'accroissement de la flèche étant de 50 mm/mn.

Si l'on augmente la vitesse, la courbe se déplace vers la courbe de la flexion dynamique donnée par les expériences suivantes.



Rupture par la méthode Charpy. — La courbe de la figure montre que l'énergie spécifique W_p de rupture du volume contraint en flexion par choc, entre appuis, en fonction de la valeur D/*h*, dans le cas du polyméthylméthacrylate évolue suivant une allure identique à celle de la flexion statique.

La valeur constante correspondant au palier de la courbe de la flexion dynamique pour une valeur de D/*h* de l'ordre de 10, est sensiblement supérieure, d'environ 50 %, à celle du palier de la courbe de la flexion statique.

Rupture par la méthode Yzod. — La courbe que l'on obtient est sensiblement confondue avec la précédente.

Un arrondi à la naissance de l'encastrement semble n'avoir qu'une

influence secondaire sur les résultats quand on détermine la longueur l fléchie ($l = D/2$) à partir de la naissance de cet arrondi.

Expériences avec un stratifié papier phénoplaste. — Les courbes obtenues dans des conditions analogues à celles utilisées pour le polyméthylméthacrylate montrent la généralité de l'allure des phénomènes de rupture pour l'un et l'autre de ces matériaux, le plus résistant étant le stratifié ([1]).

Expériences sur les mêmes matières avec des barreaux entaillés. — On a montré antérieurement ([1]) que les phénomènes sont les mêmes avec des barreaux entaillés ou non entaillés, mais les énergies spécifiques de rupture du volume contraint sont, suivant les cas, de 3 à 10 fois plus faibles quand on pratique une entaille. D'autre part, la dispersion des résultats est alors de 2 à 5 fois moins importante.

Conclusion. — Cette expérimentation montre que, sous la réserve d'opérer dans des conditions de distribution des contraintes analogues dans la méthode Charpy et dans la méthode Yzod, l'énergie spécifique de rupture du volume contraint est la même dans les cas des matériaux ici utilisés. Le même résultat a été obtenu récemment dans une expérimentation sur le polyvinylchlorure rigide ([2]). En outre, le parallélisme des phénomènes de rupture en flexions statique et dynamique est assez bien vérifié quand ces conditions sont remplies, mais l'énergie spécifique de rupture du volume contraint est plus faible en flexion statique qu'en flexion dynamique.

Pour des valeurs de D/h au moins égales à 10, la rupture semble principalement provoquée par la traction dans le cas des matériaux plus résistants en compression.

Pour ces mêmes matériaux, la rupture paraît, au contraire, débuter par le cisaillement longitudinal quand D/h est notablement inférieur à 10.

Ces deux comportements conduisent, semble-t-il, à envisager deux essais, faits indifféremment par l'une ou l'autre méthode, pour des valeurs de D/h fixées respectivement, par exemple, à 12 et 3.

(*) Séance du 7 janvier 1952.

([1]) B. Bossu et P. Dubois, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 787.

([2]) J. Lesavre, *Ind. Plast. Mod.*, 8, n° 7, 1956, p. 41 et n° 8, p. 51.

RELATIVITÉ. — *Principe de Mach et univers en expansion. Un nouveau modèle de cosmos.* Note de M. **Olivier Costa de Beauregard**, présentée par M. Louis de Broglie.

Équivalence entre la formulation du principe de Mach par D. Park ([1]), ([2]) et le principe cosmologique de Jordan-Haas ([3]). Le second postulat de Jordan et l'hypothèse d'une loi d'expansion linéaire. Possibilité d'intégrer selon ces conditions les équations de la gravitation d'Einstein. Remarques sur l'hypothèse des gravitons.

1. D. Park ([1]) a émis l'idée fort intéressante que la constante sans dimensions I figurant dans la loi de Galilée $\vec{f} = \mathrm{I}m\vec{\gamma}$, qui est rendue égale à 1 avec les systèmes d'unités habituels, représente la valeur du fond non nul du potentiel de gravitation qui, dans un univers à courbure spatiale positive $1/\mathrm{R}$ et à masse M finie, est certainement un multiple simple de $\chi\mathrm{M}/\mathrm{R}$, où χ désigne la constante d'Einstein. Il est remarquable qu'une telle relation soit vérifiée ([2]) en théorie du cosmos statique d'Einstein.

Dans un univers expansif, l'idée de Park revient à postuler qu'avec les unités habituelles $\chi\mathrm{M}/\mathrm{R}$ est une intégrale première de l'expansion ; comme, avec un espace sphérique fermé, et ρ désignant la densité massique moyenne, $\mathrm{M} = 2\pi^2\mathrm{R}^3\rho$, l'on posera par hypothèse, η désignant un nombre constant de l'ordre de l'unité.

$$\text{(I)} \qquad \frac{\chi\mathrm{M}}{2\pi^2\mathrm{R}} \equiv \chi\rho\mathrm{R}^2 = \textit{nombre constant } \eta \textit{ de valeur simple.}$$

Or, ce postulat est identique à celui posé par Jordan et Haas ([3]), que Haas a justifié théoriquement en remarquant qu'en multipliant par $c^2\mathrm{M}/\eta$ les deux membres de (I), l'on exprime l'égalité entre l'équivalent en énergie de la masse totale du cosmos et l'énergie potentielle globale de gravitation. Sous réserve de pouvoir intégrer selon cette condition les équations de la gravitation d'Einstein, l'hypothèse de Haas éclaire leur interprétation rétroactivement, car, si leur second membre contient la somme des densités de toutes les formes d'énergie sauf l'énergie potentielle de gravitation, l'on peut dire alors que cette dernière est figurée au premier membre.

En utilisant les valeurs expérimentales de χ, de ρ (assez mal connue) et de R (voisine de la constante de Hubble dans la plupart des théories), Jordan ([3]) a remarqué que l'hypothèse (I) n'apparaît nullement invraisemblable.

Pour toutes ces raisons, nous adopterons ici le postulat (I) de Jordan-Haas-Park.

2. Mais Jordan ([3]) a suggéré aussi que le nombre R/L, voisin de 1 dans la plupart des théories, où $\mathrm{L} \equiv (\nu\mathrm{D}/\delta\nu)$ désigne la constante de récession de Hubble, pourrait être, lui aussi, une intégrale première de l'expansion. L'on s'assure aisément que ce nouveau postulat équivaut à celui d'une loi linéaire d'expansion $\mathrm{R} = bt$, où t désigne le temps cosmique. A notre connaissance, cette idée très simple n'a pas été souvent proposée, sans doute parce qu'elle ne peut être satisfaite sous l'hypothèse d'une masse totale M constante. Mais l'importante remarque de Haas, jointe à l'exemple de la théorie de W. H. Mac Crea ([4]), suggèrent l'idée d'écarter les restrictions classiques ; et l'hypothèse $\mathrm{R} = bt$, $b = \text{const.}$, entraîne deux conséquences fort intéressantes que voici.

Elle dispense d'abord d'avoir à considérer R et t comme deux grandeurs physiques distinctes : ce seront ici deux aspects différents de la même grandeur.

L'idée la plus séduisante serait évidemment d'avoir $b \equiv c$, mais le rapport $\alpha \equiv b/c$ est une donnée objective de la Nature, ici égale au rapport du rayon présent de l'espace à la constante de Hubble. En disposant de la valeur de b, l'on peut ajuster la valeur présente de la densité ρ, mais malheureusement pas celle de l'âge de l'univers, qui reste donnée par la relation $L = cT$; on sait que, pour $L \simeq 3.10^{27}$ cm, il vient $T \simeq 10^{17}$ s $\simeq 3^{9}$ années, valeur qui semble un peu courte.

Si l'on construit, en coordonnées polaires, un diagramme de Minkowski généralisé impliquant le rayon vecteur R et trois angles (θ) repérant les points de l'espace, la locution « univers en expansion » cédera le pas à celle de « exploration dans le sens centrifuge du cosmos 4-dimensionnel, par les êtres vivants et conscients ».

La seconde propriété remarquable des cosmos tels que $R = bt$ est que les rayons lumineux y sont des spirales logarithmiques $c\,dR = bR\,d\theta$. La loi de Hubble y prend l'expression très simple $R\nu = \text{const.}$, en vertu de laquelle il n'y a qu'un seul événement limite « inconnaissable », l'instant-point origine de l'expansion.

En vertu des précédents arguments, nous adopterons aussi le *second postulat de Jordan*

(II) $$\frac{R}{L} \equiv -\frac{R\,\partial\nu}{\nu D} = \textit{nombre constant } \alpha \equiv \frac{b}{c}, \qquad \textit{ou} \qquad R = bt.$$

3. Rappelons la forme donnée par W. De Sitter ([5]) aux équations de la gravitation d'Einstein pour les problèmes cosmologiques ; K/R ($K = +1, 0, -1$), caractérise la courbure positive, nulle ou négative de l'espace, p désigne une pression spatialement isotrope, et les dérivées sont prises par rapport au temps cosmique t ; nous utilisons la forme sans constante cosmologique :

(1) $$3(c^{-2}R'^2 + K) = \chi\rho R^2,$$

(2) $$2c^{-2}RR'' + c^{-2}R'^2 + K = -\chi p R^2.$$

Par combinaison de (1) et (2), l'on déduit une forme intéressante et connue ([6]) de la loi de conservation du tenseur matériel

(3) $$d(\chi\rho R^3) + \chi p\, dR^3 = 0,$$

ainsi que la relation

(4) $$c^2\chi R(3p + \rho) = -6R'';$$

(3) ou (4) peuvent remplacer (2).

Je dis que, moyennant l'unique postulat

(III) $$3p + \rho = 0,$$

l'intégrale des (1) et (2) répond aux conditions (I) et (II), avec la relation entre constantes imposée alors par (1)

(5) $$3(\alpha^2 + K) = \eta;$$

en effet, d'après (4), la condition nécessaire et suffisante pour que $R''=0$ ou $R'=b$ est (III).

Par exemple, avec $K=+1$ (espace sphérique fermé) et $\alpha=0$, donc $R=\text{const.}$, puis $\eta=3$, l'on retrouve la solution statique d'Einstein, la présence de la pression négative p compensant ici l'absence du terme cosmologique ($\eta=2$ dans la présentation usuelle de cette solution).

Avec $K=+1$ et $\alpha=1$, donc $b=c$, il vient $\eta=6$.

En prenant $\chi\simeq 1,86.10^{-27}$ C.G.S., nous trouvons, pour la masse spécifique moyenne présente du cosmos $\rho\simeq 2,3.10^{-28}$ C.G.S.; notons que dans ρ figurent des participations difficiles à mettre en évidence, comme par exemple le terme de masse cinétique des neutrinos.

Comme dans la théorie partiellement analogue de Mac Crea (4), nous avons admis l'existence d'une pression négative, créatrice continue de masse lors de l'expansion; avec Mac Crea, nous supposerons cette pression spatialement uniforme, donc de gradient spatial nul, et inobservable de ce chef. A l'échelle astronomique moyenne, la valeur très faible de $-p\simeq 10^{-28}$ C.G.S. rendra inobservable le taux de création de masse $(\chi M)'/\chi M = L'/L\simeq 10^{-17}$ C.G.S.

4. Il résulte d'une précédente remarque que, dans un cosmos conforme au postulat de Haas, le second membre changé de signe des équations d'Einstein représente la densité d'énergie d'interaction gravitationnelle (négative par définition). La forme même de la relation (III) suggère alors fortement que l'interaction de gravitation est transportée par des corpuscules de masse propre nulle et de vitesse c; ce serait alors le travail de la pression (positive) de ces « gravitons virtuels » à énergie négative (par définition) qui serait responsable de la « création continue de masse ».

Touchant celle-ci, deux hypothèses que voici sont peut-être à considérer. L'exemple des théories des champs quantifiés suggère que la masse nouvelle (engendrée aux dépens de l'énergie potentielle de gravitation) devrait apparaître sous forme de gravitons libres; ainsi, l'expansion de l'univers aurait pour corollaire une émission d'ondes de gravitation. D'autre part, l'origine des rayons cosmiques demeure non incontestablement expliquée : l'on pourrait penser qu'une partie au moins d'entre eux est produite par matérialisations successives à partir de gravitons de très haute énergie.

(1) *J. Phys. Rad.* (sous presse).

(2) O. Costa de Beauregard, *ibid.*

(3) P. Jordan, *Nature*, 164, 1947, p. 637.

(4) *Proc. Roy. Soc.*, A 206, 1951, p. 562. Une relation de forme (I) vaut en théorie de Mac Crea, avec ρ et R constants, et R ayant une autre signification qu'ici.

(5) *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, 5, 1930, n° 193, p. 211 et n° 200, p. 274.

(6) H. Mineur, *L'univers en expansion*, Paris, 1933, p. 20.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *La quantification du moment cinétique déduite de la théorie des champs de tétrapodes.* Note (*) de M. **Alix Aymard**, présentée par M. Louis de Broglie.

Le symbolisme des tétrapodes développé dans des Notes précédentes [1] conduit à la quantification du moment cinétique dans l'hypothèse d'une symétrie axiale.

Nous utiliserons les résultats déjà exposés [1] : en considérant dans l'espace-temps un champ composé d'une part de quatre vecteurs unitaires orthogonaux deux à deux désignés par **A**, **B**, **C**, **D**, le vecteur **A** étant du genre temps et les vecteurs **B**, **C**, **D** du genre espace, d'autre part de deux scalaires ρ et ω, ce champ étant régi par le Lagrangien

$$\mathcal{L}=\sqrt{-g}\,\frac{\hbar}{2}\rho\left\{\mathbf{A}(\mathbf{B}\dot{\mathbf{C}})+\mathbf{B}(\mathbf{C}\dot{\mathbf{A}})+\mathbf{C}(\mathbf{A}\dot{\mathbf{B}})+\mathbf{D}\dot{\omega}+\frac{2}{\hbar}m_0 c\cos\omega\right\}$$

on a vu que le courant est le vecteur $\rho\mathbf{A}$, le spin le vecteur

$$-\varepsilon\frac{\hbar}{2}\rho\mathbf{D}=-\varepsilon\frac{\hbar}{2}\rho[\overline{\mathbf{ABC}}]\qquad\text{avec}\quad\varepsilon=\pm 1=[\overline{\mathbf{ABCD}}]$$

et l'impulsion-énergie le tenseur asymétrique :

$$T_{ij}=-\frac{\hbar}{2}\rho\left\{A_i(\mathbf{B}\dot{\mathbf{C}})_j+B_i(\mathbf{C}\dot{\mathbf{A}})_j+C_i(\mathbf{A}\dot{\mathbf{B}})_j+D_i\omega_{,j}\right\}.$$

Supposons maintenant que le champ soit stationnaire et possède une symétrie axiale par rapport à l'axe oz, autrement dit que les composantes du potentiel de gravitation, du courant, du spin et de l'impulsion-énergie ne dépendent pas du temps et que, en coordonnées polaires elles ne dépendent pas de φ. Dérivons par rapport à φ les relations

$$g^{ij}A_iC_j=0,\qquad g^{ij}C_iC_j=-1,\qquad g^{ij}D_iC_j=0,\qquad g^{ij}B_iC_j=0,$$

nous obtenons

$$A_iC_{i,3}=0,\qquad C^iC_{i,3}=0,\qquad D^iC_{i,3}=0,\qquad B^iC_{i,3}+C^iB_{i,3}=0,$$

ce qui montre que

$$(1)\qquad C_{i,3}=mB_i,\qquad B^iC_{i,3}=-m,\qquad B_{i,3}=-mC_i.$$

Comme l'impulsion-énergie ne dépend pas de φ il en est de même de ω puisque $\rho\cos\omega$ est l'invariant contracté et la composante suivant oz de la densité de moment orbital est :

$$\mathfrak{T}^0_3=-\sqrt{-g}\,\frac{\hbar}{2}\{A^0(\mathbf{B}\dot{\mathbf{C}})_3+B^0(\mathbf{C}\dot{\mathbf{A}})_3+C^0(\mathbf{A}\dot{\mathbf{B}})_3\}$$

Calculons les termes de l'accolade, on a :

$$(\mathbf{B\dot{C}})_3 = B^j C_{j,3} - B^j C^i \Gamma_{ij3} = -m - B^j C^i \frac{1}{2}(g_{i3,j} + g_{ij,3} - g_{j3,i})$$

$g_{ij,3}$ est nul et en supposant $g_{ij} = 0$ pour $i \neq j$ cette expression devient :

$$(\mathbf{B\dot{C}})_3 = -m - [\mathbf{BC}]^{ji} \frac{1}{2} g_{i3,j} = -m - \frac{1}{2}[\mathbf{BC}]^{13} g_{33,1} - \frac{1}{2}[\mathbf{BC}]^{23} g_{33,2}.$$

De même :

$$(\mathbf{C\dot{A}})_3 = -\frac{1}{2}[\mathbf{CA}]^{13} g_{33,1} - \frac{1}{2}[\mathbf{CA}]^{23} g_{33,2},$$

$$(\mathbf{A\dot{B}})_3 = -(\mathbf{B\dot{A}})_3 = \frac{1}{2}[\mathbf{BA}]^{13} g_{33,1} + \frac{1}{2}[\mathbf{BA}]^{23} g_{33,2}.$$

La densité de moment orbital est donc :

$$\begin{aligned}
\mathfrak{S}^0{}_3 &= \sqrt{-g}\,\frac{\hbar}{2}\rho\Big\{ m A^0 + \frac{1}{2}(A^0[\mathbf{BC}]^{13} + B^0[\mathbf{CA}]^{13} + C^0[\mathbf{BA}]^{13}) g_{33,1} \\
&\qquad + \frac{1}{2}(A^0[\mathbf{BC}]^{23} + B^0[\mathbf{CA}]^{23} + C^0[\mathbf{BA}]^{23}) g_{33,2}\Big\} \\
&= \sqrt{-g}\,\frac{\hbar}{2}\rho\left(m A^0 + [\mathbf{ABC}]^{013}\frac{1}{2} g_{33,1} + [\mathbf{ABC}]^{023}\frac{1}{2} g_{33,2}\right) \\
&= \sqrt{-g}\,\frac{\hbar}{2}\rho\left(m A^0 + \varepsilon D_2 \frac{1}{2}\frac{g_{33,1}}{\sqrt{-g}} - \varepsilon D_1 \frac{1}{2}\frac{g_{33,2}}{\sqrt{-g}}\right).
\end{aligned}$$

Supposons encore que l'on ait les expressions galiléennes :

$$\frac{1}{2}\frac{g_{33,1}}{\sqrt{-g}} = -\frac{\sin\theta}{r} \qquad \frac{1}{2}\frac{g_{33,2}}{\sqrt{-g}} = -\cos\theta,$$

on a finalement :

(2) $$\mathfrak{S}^0{}_3 = m\frac{\hbar}{2}\sqrt{-g}\,\rho A^0 + \sqrt{-g}\,\frac{\hbar}{2}\varepsilon\rho D_z = m\frac{\hbar}{2}\sqrt{-g}\,\rho A^0 - S_z,$$

S_z étant la composante suivant oz de la densité de spin.

Cette relation (2) montre d'abord que m ne dépend pas de φ, d'où il résulte d'après (1)

$$C_{i,3,3} = m B_{i,3} = -m^2 C_i, \qquad C_i = f(r,\theta,t)\cos m\varphi,$$

et comme C_i doit reprendre la même valeur lorsque φ augmente de 2π, m est un nombre entier.

La relation (2) montre ensuite que la densité totale de moment cinétique spin compris est $m(\hbar/2)\sqrt{-g}\,\rho A^0$; en intégrant on obtient pour valeur du moment $m(\hbar/2)$ puisque $\int \sqrt{-g}\,\rho A^0\,dr\,d\theta\,d\varphi = 1$.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

(1) A. Aymard, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 885, 1100, 1198.

THERMOCINÉTIQUE. — *Sur la mesure du coefficient de convection thermique des fils métalliques de natures différentes.* Note de MM. **Israël Epelboin** et **André Vapaille**, présentée par M. Eugène Darmois.

On montre que dans la mesure du coefficient de convection thermique des fils métalliques de natures différentes, la détermination de l'échauffement θ à partir de la résistance R ne doit pas être effectuée à l'aide des relations analytiques préconisées dans la littérature, mais à l'aide d'une courbe $R(\theta)$ établie expérimentalement.

Dans l'étude de la convection thermique par les corps cylindriques de faible diamètre, on utilise généralement la méthode de Schleiermacher [1] du fil chaud qui consiste à échauffer le corps convectant au moyen d'un courant électrique d'intensité I. On détermine le coefficient superficiel d'échange h d'un fil de diamètre Φ et de longueur l au moyen de la formule

$$h = \frac{RI^2}{4,18\pi\Phi l\theta}, \tag{1}$$

θ étant l'échauffement, c'est-à-dire l'excès de la température T d'équilibre thermique du fil parcouru par le courant électrique sur la température T_0 du fluide relevée loin du corps convectant.

Pour déterminer θ à partir de R, la plupart des auteurs, qu'ils utilisent des fils de platine ou d'autres métaux, admettent entre ces deux grandeurs une relation analytique simple : une relation linéaire $R = R_0(1 + a\theta)$ [2], [3], [4], [5] ou bien une relation parabolique $R = R_0(1 + a\theta + b\theta^2)$ [1], [6], [7], [8], [9] ou encore les deux, chacune pour un domaine de température déterminé [10].

Les coefficients a et b sont tirés de tables ou calculés à partir de la résistance du fil mesurée à deux ou trois températures fixes parfois situées en dehors du domaine étudié (en général 0, 100 et 444,6°C). Notons que les valeurs de a et de b dépendent de la température de référence T_0 adoptée, celle-ci n'étant pas nécessairement égale à 0°C.

Si l'on admet la relation linéaire entre R et θ le coefficient h est donné par la formule

$$h = \frac{RR_0I^2a}{4,18\pi\Phi l(R - R_0)}. \tag{2}$$

Dans le tableau ci-dessous, nous avons indiqué les valeurs moyennes de a obtenues expérimentalement entre 25 et 150°C pour divers fils de 100 μ de diamètre, la température de référence étant 25°C.

Métal	Pt.	Pd.	Ni.	Fe.	Cu.	Ag.	Au.
$a.10^4$	31,9	32,3	47	38	37,1	36,2	34,7

Si l'on introduit ces valeurs de a dans la formule (2) il semble que le coefficient h dépende du métal constituant le fil ([5]), ([11]).

Cette anomalie ne peut être due ni au rayonnement ni à la conduction de la chaleur aux extrémités du fil (effet des bouts). Aux échauffements étudiés ($\theta \leq 200^\circ$ C) le rayonnement est en effet négligeable. Quant à la conduction aux extrémités nous l'avons éliminée de deux façons différentes : mesure de h pour des fils de longueurs différentes et utilisation d'un fil de compensation; les résultats sont parfaitement concordants ([11]).

Il paraît cependant difficile d'expliquer uniquement par le phénomène de convection les écarts observés entre les valeurs ainsi définies des coefficients de convection α de fils de natures différentes. Par exemple nous avons effectué des mesures avec trois fils de même diamètre (100 μ), de natures différentes (Pt, Ag et Ni) et placés dans des conditions expérimentales très diverses. (Dans différents fluides : H_2, O_2, N_2, CO_2, He, Ne, A, Kr, Xe, glycérine, toluène, aniline; ainsi que dans l'air, enceinte de 5,6 cm de diamètre, pour des pressions allant de 765 à 10^{-2} mm de mercure.) Les résultats ont montré que :

a. Les différences observées entre les valeurs de α ne dépendent pas sensiblement de l'affinité chimique des fluides pour le métal constituant les fils : l'oxygène et les gaz rares donnant à peu près les mêmes écarts.

b. Ces différences se retrouvent avec des gaz ayant des pouvoirs d'adsorption variant de 9 (He) à 3 000 (CO_2), ce qui ne permet pas d'expliquer les résultats expérimentaux par une stabilité plus ou moins grande de la couche de gaz adsorbée à la surface du fil.

c. La dispersion des valeurs de α existe avec des fluides donnant des valeurs très différentes du produit du nombre de Grashof Gr par le nombre de Prandtl Pr, pour les gaz $\mathrm{Pr} \times \mathrm{Gr}$ varie de 8.10^{-6} (He, H_2) à 0,3 (Kr, Xe), pour le toluène de 0,8 à 25 et pour l'aniline de 1 à 80.

d. Dans l'air, aux pressions entre 765 et 10^{-2} mm de mercure, la perte de chaleur est différente d'un métal à l'autre aussi bien dans le domaine de pression où les échanges thermiques se font par convection (plus ou moins perturbée par les parois de l'enceinte) que dans le domaine de pression qui correspond à un échange thermique par conduction avec saut de température à la paroi du fil (10^{-2} à 10 mm de mercure) ou sans saut (10 à 40 mm de mercure).

Ces différences que l'on observe entre les valeurs de α peuvent en grande partie s'expliquer si l'on considère que θ ne doit pas être déterminé à l'aide des relations analytiques qui précèdent, mais graphiquement avec la courbe $R(\theta)$ tracée expérimentalement point par point dans tout le domaine d'échauffement exploré.

En particulier si l'on étudie des échauffements inférieurs à 200° C avec une température de référence de 25° C, ce qui est le cas de nos expériences, il faut

mesurer la résistance du fil pour un grand nombre de températures comprises entre 25 et 225° C. Pour ce faire, on place le fil dans un tube de verre renfermant le même fluide que lors de la mesure de α et l'on plonge ce tube dans un thermostat à bain d'eau (jusqu'à 75° C) ou de glycérine (entre 75 et 225° C), en utilisant deux résistances chauffantes l'une permanente l'autre commandée par un relais et en règlant le chauffage permanent afin de réduire au minimum la puissance du chauffage intermittent, on peut règler la température du bain avec une précision allant de 1/100^e de degré à 25° C à mieux que 1/10^e à 225° C.

Nous avons utilisé cette méthode pour déterminer en fonction de θ la résistance R des trois fils de 100 μ en Pt, Ag, et Ni plongés dans l'air. En comparant les courbes obtenues avec les courbes représentatives des relations $R = R_0(1 + a\theta)$ précédemment adoptées on constate qu'il n'y a pratiquement pas de différence pour l'argent, que la différence est faible pour le platine [$R < R_0(1 + a\theta)$ pour les forts échauffements], mais qu'elle est importante pour le nickel [$R > R_0(1 + a\theta)$ aux forts échauffements]. Dans le cas de l'air à la pression atmosphérique $5.10^{-4} < \mathrm{Pr\,Gr} < 2.10^{-2}$, l'écart maximum entre les valeurs de α relatives à ces trois fils devient inférieur à 3 % si l'on détermine θ graphiquement. Il en est de même dans l'hélium $8.10^{-6} < \mathrm{Pr} \times \mathrm{Gr} < 5.10^{-4}$ et dans l'aniline $1 \leqq \mathrm{Pr} \times \mathrm{Gr} \leqq 80$

Si l'on utilise les relations paraboliques $R = R_0(1 + a\theta + b\theta^2)$, les coefficients étant calculés à partir de mesures à 0, 100 et 200° C, on introduit encore une erreur qui se traduit par des écarts de 6 % entre les valeurs de α relatives aux trois métaux étudiés dans l'air à la pression atmosphérique.

En conclusion, la détermination directe de θ à partir de la courbe expérimentale $R(\theta)$ augmente considérablement la précision sur la mesure de α. Cette méthode permet donc d'établir avec plus de certitude la relation entre Nu et Pr × Gr dans le domaine des faibles valeurs de Pr × Gr ($10^{-6} \leqq \mathrm{Pr\,Gr} \leqq 10^{4}$) où les résultats expérimentaux sont très dispersés et où les théories basées sur les hypothèses de la couche limite s'appliquent mal.

(1) *Ann. der Phys.*, **34**, 1888, p. 623; **36**, 1889, p. 346.

(2) A. H. Davis, *Phil. Mag.*, **44**, 1922, p. 920.

(3) A. E. Kennelly, C. A. Wright et T. S. van Bylevelt, *Trans. A. I. E. E.*, **28**, 1909, p. 363.

(4) W. H. Mc Adams, J. N. Addoms, P. M. Rinaldo et R. S. Day, *Chem. Eng. Prog.*, **44**, 1948, p. 639.

(5) I. Epelboin et A. Vapaille, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 1363; **241**, 1955, p. 463.

(6) J. E. Petavel, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A **191**, 1898, p. 501.

(7) H. Gregory et C. T. Archer, *Proc. Roy. Soc. London*, **110**, 1926, p. 91.

(8) B. G. Dickins, *Proc. Roy. Soc. London*, A **143**, 1935, p. 517.

(9) C. Bory, *Thèse*, Paris, 1943, S.D.I.T. n° **189**.

(10) I. Langmuir, *Phys. Rev.*, **34**, 1912, p. 401.

(11) I. Epelboin, D. H. Pham et A. Vapaille, *Ann. Phys.*, **1**, 1956, p. 207.

ÉLECTRICITÉ. — *Quelques considérations sur la réalisabilité des circuits électriques*. Note de M. **Igor Gumowski**, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans l'étude de la réalisabilité d'une fonction représentant une caractéristique de circuit, cette réalisabilité est généralement définie d'une des façons suivantes :

(I). D'après H. W. Bode ([1]), un circuit est dit réalisable si : 1° il est décrit avec une précision suffisante par un système d'équations intégrodifférentielles à coefficients constants, et si 2° ce système d'équations n'admet aucune solution particulière qui croît exponentiellement avec le temps.

Par conséquent, dans le sens de Bode on peut dire qu'une caractéristique $A(\omega)$ est réalisable si elle est déductible d'une fonction de transfert rationnelle en $p = \theta + j\omega$, n'ayant pas de pôles dans le demi-plan droit.

(II). D'après Wiener (-Redheffer) ([2]), ([3]), si la fonction $A(\omega)$ représente une résistance, cette résistance est dite réalisable, à condition que $A(\omega)$ admette une transformée de Hilbert non nulle $B(\omega)$. $A(\omega)$ doit être une fonction paire non négative et $\log A(\omega)$ doit admettre une transformée de Hilbert non nulle $\varphi(\omega)$. Dans ce cas $H(\omega) = A(\omega)e^{j\varphi(\omega)}$ décrira la fonction de transfert d'un circuit physiquement réalisable.

(III). Une troisième définition de réalisabilité est donnée par Wallman ([4]). D'après cette définition une caractéristique $A(\omega)$ est dite réalisable si la fonction de transfert $H(\omega)$ du circuit correspondant est telle que sa réponse transitoire s'annule identiquement pour $t < 0$, s'il en est de même pour le signal d'entrée.

Lorsque $A(\omega)$ désigne une caractéristique d'amplitude, Wallman formule le critère de réalisabilité particulier suivant : lorsque $A(\omega)$ est sommable $L^2(-\infty, +\infty)$, la condition nécessaire et suffisante pour qu'il existe une fonction de phase $\varphi(\omega)$ telle que $H(\omega) = A(\omega)e^{j\varphi(\omega)}$ soit réalisable est que l'intégrale

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\log A(\omega)}{1+\omega^2}\,d\omega \qquad (1)$$

converge. L'énoncé précédent représente le théorème bien connu de R. E. A. C. Paley-N. Wiener sur les fonctions non quasi analytiques ([5]).

La condition de Bode s'applique uniquement aux fonctions de transfert rationnelles en $p = \theta + j\omega$, tandis que celles de Wiener (-Redheffer) et de Wallman (-Wiener) s'appliquent aussi aux fonctions de transfert non rationnelles. Illustrons ceci au moyen de deux exemples.

a. Considérons d'abord la caractéristique d'amplitude

$$A(\omega) = \sqrt{\frac{\omega^2}{1+\omega^2}}. \qquad (2)$$

Puisque la transformée de Hilbert de $\log A(\omega)$ existe, et est donnée par

$$\varphi(\omega) = \frac{\pi}{2} - \operatorname{arc\,tg}\omega,$$

$A(\omega)$ est réalisable au sens de Wiener (-Redheffer). La caractéristique (2) est aussi réalisable au sens de Bode parce que

$$H(\omega) = A(\omega)\, e^{j\varphi(\omega)} = \frac{j\omega}{1+j\omega}$$

n'a pas des pôles pour $\mathrm{Re}\,p > 0$. (2) est réalisable d'après la définition générale de Wallman; ceci ne peut pas s'établir en appliquant le critère (1), parce que $A(\omega)$ n'est pas sommable $L^2(-\infty, +\infty)$.

b. Considérons maintenant la caractéristique d'amplitude

$$(3) \qquad A(\omega) = |\omega|^{-\frac{1}{2}}.$$

Cette caractéristique est réalisable au sens de Wiener (-Redheffer) parce que $\log A(\omega)$ admet une transformée de Hilbert non-nulle. En effet, $\log A(\omega)$ est la partie réelle de

$$-\frac{1}{2}\log z = -\frac{1}{2}\log\sqrt{x^2+y^2} - j \operatorname{arc\,tg}\frac{y}{x}$$

lorsque $x = \omega$ et $y \to 0$. Donc, la transformée de Hilbert de $\log A(\omega)$ est donnée par

$$\varphi(\omega) = \begin{cases} -(2k+1)\dfrac{\pi}{2} & \text{pour } \omega > 0 \\ +(2k+1)\dfrac{\pi}{2} & \text{pour } \omega < 0 \end{cases}, \qquad k = 0, 1, 2, \ldots.$$

Comme $A(\omega)e^{j\varphi(\omega)}$ n'est pas une fonction rationnelle de $j\omega$, la réalisabilité de (3) ne peut pas se déterminer d'après Bode. Et comme (3) n'est pas sommable $L^2(-\infty, +\infty)$, elle ne peut pas se déterminer non plus d'après Wallman.

Puisque $A(\omega)e^{j\varphi(\omega)}$ admet une transformée de Fourier, il est facile de voir que (3) n'est pas réalisable au sens de Wallman. En effet, la réponse à une impulsion de $A(\omega)e^{j\varphi(\omega)}$ est donnée par

$$u(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{0} \frac{e^{j\left(\omega t+\frac{\pi}{2}\right)}}{\sqrt{-\omega}}\,d\omega + \frac{1}{2\pi}\int_{0}^{\infty} \frac{e^{j\left(\omega t-\frac{\pi}{2}\right)}}{\sqrt{\omega}}\,d\omega$$
$$= \frac{2}{\pi}\int_{0}^{\infty} \sin t\omega^2\, d\omega = \begin{cases} +(2\pi t)^{-\frac{1}{2}}, & t > 0 \\ -(2\pi t)^{-\frac{1}{2}}, & t < 0 \end{cases},$$

qui ne s'annule pas pour $t < 0$.

Si l'on admet que la réalisabilité au sens de Wallman est essentielle pour la réalisabilité physique, la définition de Wiener (-Redheffer) est non-suffisante; elle est aussi non-nécessaire, parce que le calcul d'une réponse transitoire à

partir d'une caractéristique sinusoïdale constitue un problème de variable réelle.

Il semble que la réalisabilité d'une caractéristique d'amplitude puisse se décider sur la base d'une équation intégrale. En effet, la caractéristique d'amplitude $A(\omega)$ sera dite réalisable au sens de Wallman si, pour au moins une fonction $g(t)$ il existe une fonction $\varphi(\omega)$ solution de l'équation singulière de Fredholm

$$(4) \qquad \frac{1}{2u}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t}\,A(\omega)\,e^{j\varphi(\omega)}\,d\omega = \begin{Bmatrix} 0 & \text{pour } t<0 \\ g(t) & \text{pour } t>0 \end{Bmatrix} = u(t),$$

l'intégrale étant considérée au sens des distributions de L. Schwartz ([6]), ([9]), ou si nécessaire, dans un sens encore plus général.

Dans l'exemple (a), (4) admet une infinité des solutions. En particulier, si l'on choisit $g(t) = -e^{-t}$, $\varphi(\omega) = \operatorname{arc\,tg}\omega + (\pi/2)$ est une solution de (4). Comme dans ce cas l'intégrale dans (4) ne converge pas au sens usuel, $u(t)$ ne sera pas une fonction usuelle, mais une distribution. Il est facile de vérifier que

$$u(t) = \delta(t) - Y(t)\,e^{-t},$$

où $\delta(t)$ est la mesure de Dirac et $Y(t)$ l'échelon unité.

([1]) *Network analysis and feedback amplifier design*, D. Van Nostrand Co., New-York, 1945.

([2]) M. R. Redheffer, *Tech. Rep.* No. 54, Res. Lab. M. I. T., 24 novembre 1947.

([3]) R. M. Redheffer, *Jour. Math. Phys.*, 28, 1949, p. 140-147 (version abrégée de [2]).

([4]) G. E. Valley et H. Wallman, *Vacuum Tube Amplifiers*, Mc Graw-Hill, New-York, 1948.

([5]) *Am. Math. Soc. Colloq. Pub.*, 1934.

([6]) *Théorie des distributions*, Hermann et C^ie, Paris, 1950-1951.

([7]) I. Halperin, *Introduction to the theory of distributions*, University of Toronto Press, Toronto, 1952.

([8]) B. Friedman, *Mathematical research group*, Research Report No. E. M., 47, octobre 1952. New-York University.

([9]) J. Korevaar, *Indagationes Mathematicæ*, 17, 1955, p. 368-389, 483-503, 663-674.

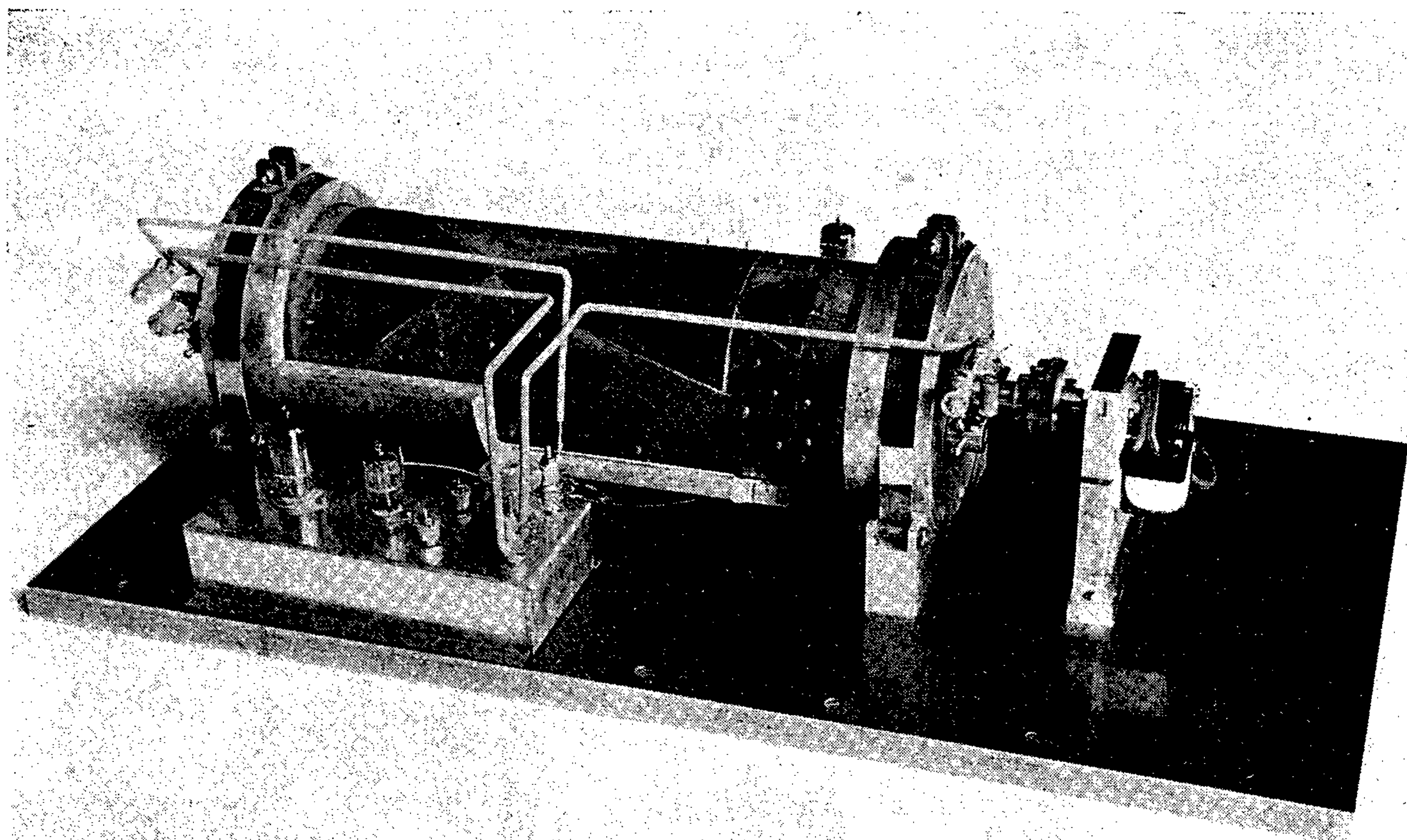
ÉLECTRICITÉ. — *Générateur de courants ultra-basse fréquence.*

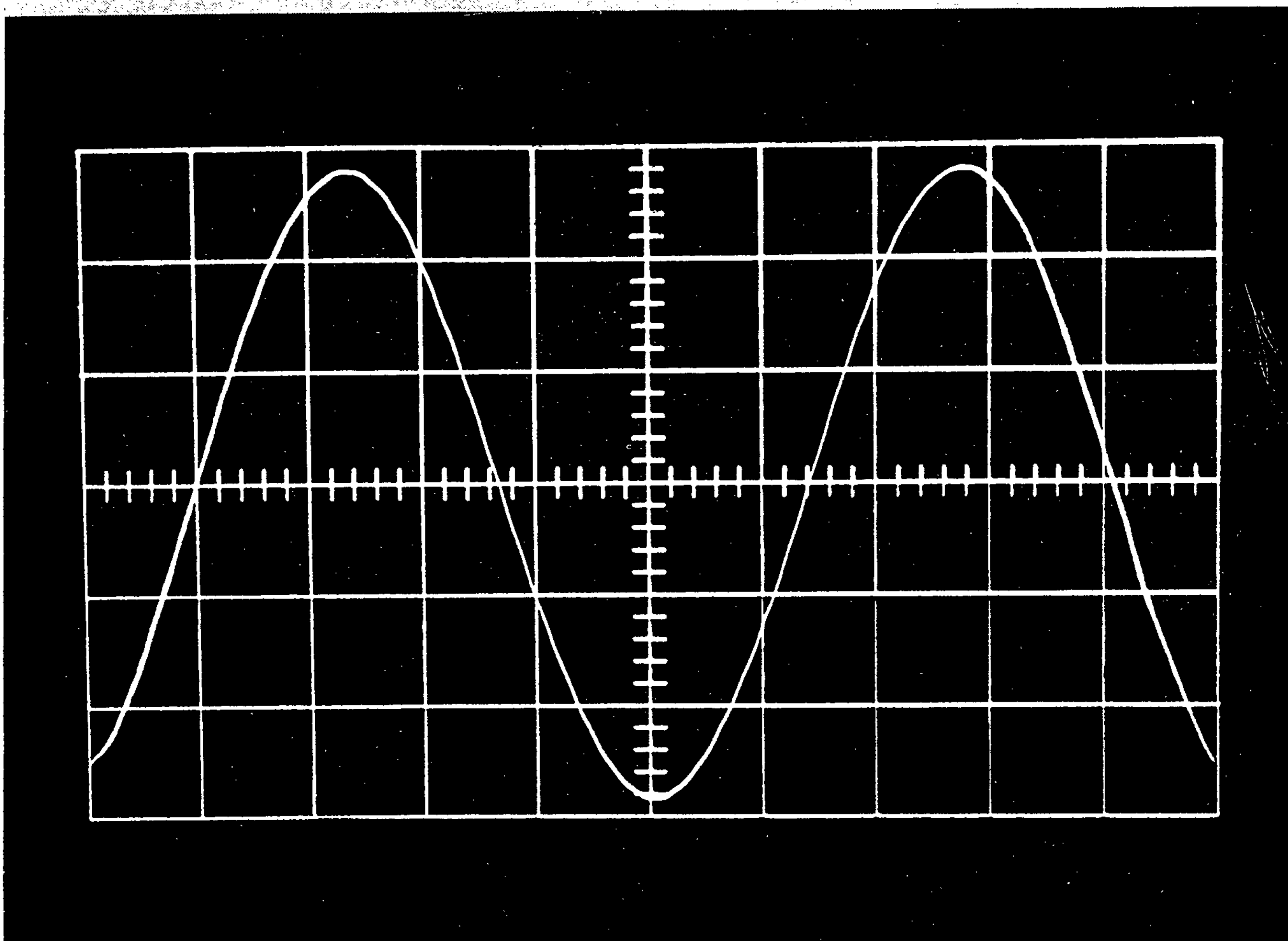
Note (*) de M. **Pierre Dupin**, transmise par M. Charles Camichel.

L'auteur a réalisé un générateur ultra basse fréquence permettant d'obtenir une tension sinusoïdale dont la fréquence peut être aussi basse que désirée. L'amplitude réglable conserve la même valeur, quelle que soit la fréquence engendrée et la distorsion du signal est inférieure à 1 %.

Le générateur ultra basse fréquence comporte deux condensateurs tournants réalisés à l'aide de deux cylindres concentriques dont l'un en matière

isolante supporte les armatures métalliques mobiles de chacun des condensateurs. Ces deux condensateurs sont connectés en série et constituent à





l'aide d'une inductance un circuit oscillant, alimenté par un générateur haute fréquence fournissant une tension constante.

Quelle que soit la position des armatures mobiles la capacité équivalente des deux condensateurs est invariable. La loi de variation de l'une et l'autre des capacités en fonction de l'angle de rotation des armatures mobiles a été calculée de telle sorte que l'amplitude de la tension obtenue aux bornes de l'un ou de l'autre des deux condensateurs varie sinusoïdalement en fonction du temps si l'on imprime au cylindre une vitesse de rotation uniforme. (Dans le modèle réalisé la capacité équivalente constante des deux condensateurs était égale à 50 pF, la capacité minimum de chacun des condensateurs à 66,66 pF et la capacité maximum à 200 pF).

La loi de variation recherchée de la capacité, en fonction de l'angle de rotation du cylindre mobile, peut être obtenue avec une très grande approximation en constituant chacune des armatures mobiles à l'aide de trois triangles curvilignes dont on peut voir l'aspect sur la photographie ci-jointe.

Lorsque le cylindre mobile tourne avec une vitesse uniforme les tensions hautes fréquences prélevées aux bornes de chacun des condensateurs et dont les courbes enveloppes sont sinusoïdales sont redressées à l'aide d'une double triode. Les tensions recueillies sont parfaitement sinusoïdales et en opposition de phase. Leur fréquence est définie par la vitesse de rotation du moteur qui entraîne le condensateur tournant. Une double triode à charge cathodique permet une sortie à basse impédance. L'amplitude, réglable à l'aide d'un potentiomètre, reste constante, c'est-à-dire indépendante de la fréquence du signal si faible soit-elle. La distorsion reste toujours inférieure à 1 %. La figure ci-contre montre la réalisation mécanique de l'appareil et la forme de l'une des courbes de la tension obtenue à l'aide de cet appareil, relevée à l'aide d'un oscillographe cathodique.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

ÉLECTRICITÉ. — *Calcul de la capacité d'un condensateur variable de haute précision à armatures planes.* Note (*) de MM. **Robert Lacoste** et **Georges Giralt**, transmise par M. Charles Camichel.

Les auteurs se sont attachés à la recherche systématique de toutes les erreurs pouvant intervenir dans le calcul de la capacité d'un condensateur variable à armatures planes dans l'air et donnent une limite supérieure de ces erreurs en fonction des caractéristiques mécaniques de l'appareil.

Il est souvent extrêmement utile de pouvoir calculer avec une grande précision la capacité d'un condensateur, en particulier dans tous les cas où sa valeur est trop faible pour donner lieu à une mesure valable, c'est-à-dire pratiquement au-dessous de 10 pF.

C'est ainsi que la mesure précise des valeurs de crête des hautes tensions périodiques, basée sur la mesure d'un courant de capacité redressé, fait appel à l'utilisation d'un condensateur variable de faible capacité dont la précision conditionne pour la plus grosse part l'erreur sur la mesure de la tension.

Nous donnons ci-après les relations générales permettant de calculer, en fonction de l'épaisseur de la lame d'air, la capacité d'un tel condensateur ainsi que les limites supérieures des erreurs que l'on peut commettre.

Tout d'abord, en ce qui concerne le défaut d'uniformité du champ électrique dans la partie utile, la relation ci-après exprime en fonction de la largeur de l'anneau de garde d et de l'écart entre armatures $2a$, l'écart relatif $\delta = (|E_p| - |E_0|)/|E_0|$ du module du champ au bord de la partie utile vis-à-vis du module dans la partie non perturbée.

$$\frac{d}{a} = -\frac{\delta - (1 + \operatorname{Log}\delta)}{\pi}. \tag{1}$$

Il nous a paru intéressant de caractériser géométriquement la déformation résiduelle du champ au point où elle est maximum. Si Δx représente l'écart maximum de la ligne de force réelle par rapport à la direction normale aux armatures, on peut écrire

$$\frac{\Delta x}{2a} = \frac{\delta}{\pi}.$$

L'uniformité du champ étant rendue acceptable, il est possible de tenir compte d'un défaut de parallélisme. Soit α l'angle, supposé petit, des plans des armatures. La solution de Laplace pour les potentiels se réduit alors à $V(\rho, \theta) = V_0\theta/\alpha$ et l'on obtient pour le coefficient d'influence de l'armature supérieure sur la partie utile, ou capacité utile du condensateur, les expressions suivantes dans lesquelles R représente le rayon de la partie utile, et e_0 l'écart des armatures, pris le long de l'axe

$$C = \frac{2\varepsilon\pi R^2}{e_0} \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{e^2}{R^2}\operatorname{tg}^2\alpha}}{\alpha \operatorname{tg}\alpha}$$
$$= \varepsilon\pi\frac{R^2}{e_0}\left[1 + \left(\frac{1}{3} + \frac{R^2}{4e_0^2}\right)\operatorname{tg}^2\alpha + \left(-\frac{4}{45} + \frac{R^2}{12e_0^2} + \frac{R^4}{8e_0^4}\right)\operatorname{tg}^4\alpha + \ldots\right].$$

Le terme correctif peut donc être facilement rendu négligeable.

Il est en outre possible d'évaluer l'erreur relative qu'introduit la perturbation due à la discontinuité de largeur $2b$ entre l'anneau de garde et la partie utile, en remarquant que $2b$ est en général petit par rapport à l'épaisseur de l'armature au voisinage de la discontinuité et en appliquant la transformation de Schwarz qui convient.

Nous en avons déduit que pour $b/a < 2$, il convenait de considérer dans le calcul, comme rayon de la partie utile, non plus R mais la valeur $R + b$, ce qui

conduisait surtout dès que $b/a < 0,5$ à des erreurs relatives absolument négligeables.

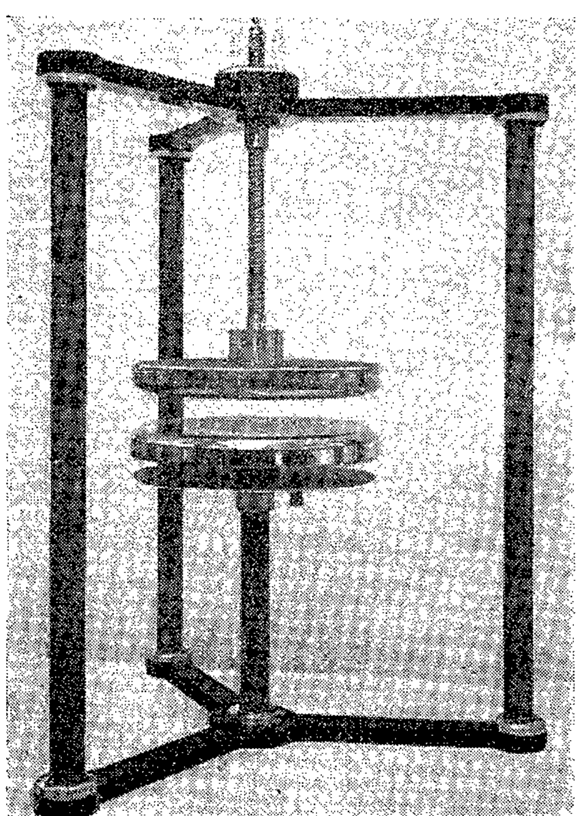
Nous avons analysé enfin, l'influence de la pression, de la température et du degré hygrométrique sur la valeur de la permittivité relative ε_r de l'air, égale dans les conditions normales (air sec pris à $T_0 = 273°$ K et sous une pression $p_0 = 760$ mm de Hg) à $\varepsilon_{r_0} = 1,00058$.

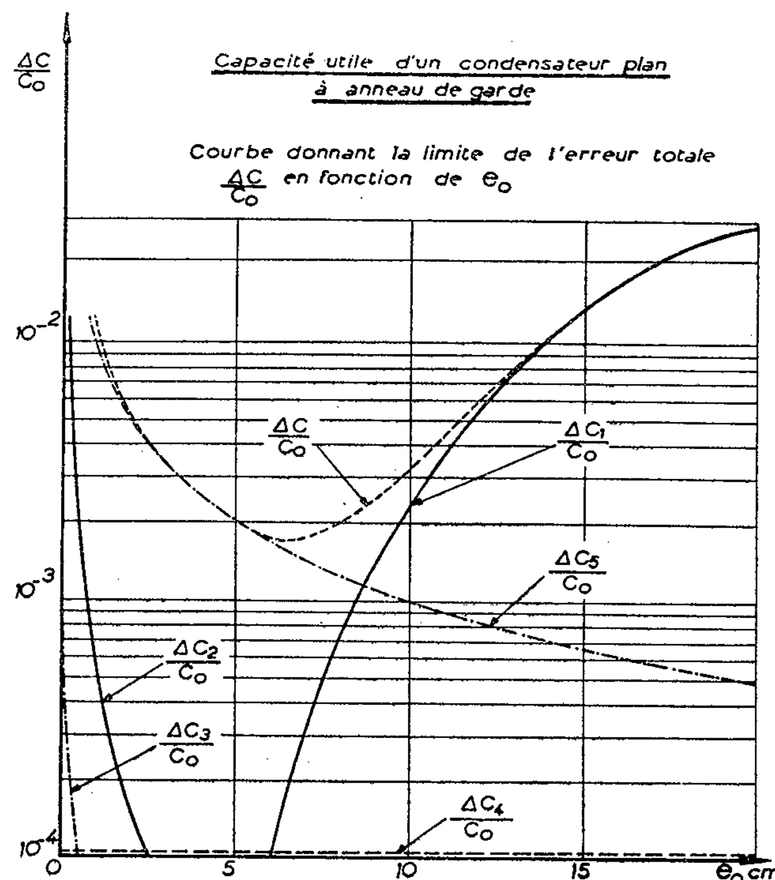
Pour cela, nous avons étudié en premier lieu, en fonction de la pression p et de la température T, les variations de la constante diélectrique relative de l'air sec ε'_r en assimilant ce dernier à de l'azote.

La différenciation de la relation classique de Clausius-Mosotti relative à la polarisation molaire d'un gaz, nous permet d'écrire en effet :

$$\frac{\Delta\varepsilon'_r}{\varepsilon_{r_0}} \# 6.10^{-4}\left(\frac{\Delta p}{p_0} - \frac{\Delta T}{T_0}\right),$$

ce qui conduit pour $T = 303°$ K et $p = 740$ mm de Hg, conditions très défavorables de température et de pression, à une variation relative inférieure à 10^{-4}.





$\frac{\Delta C_1}{C_0}$ Limite supérieure de l'erreur due à l'effet de bord résiduel — $\frac{\Delta C_2}{C_0}$ Limite supérieure de l'erreur due au défaut de parallélisme
$\frac{\Delta C_3}{C_0}$ Erreur introduite par la présence de la discontinuité — $\frac{\Delta C_4}{C_0}$ Limite supérieure de l'erreur due aux variations de ε_r
$\frac{\Delta C_5}{C_0}$ Limite supérieure de l'erreur due à la précision sur e et R

D'autre part, à partir de la relation de Debye, relative à la polarisation d'un milieu gazeux, résultant de dipôles permanents et induits, nous avons calculé le rapport $\varepsilon_r/\varepsilon'_r$ de la constante diélectrique relative de l'air humide à celle de l'air sec sous la pression normale, en fonction de la température et du degré hygrométrique.

Les résultats obtenus nous ont montré que pour un degré hygrométrique de 50 % et une température de l'ordre de 303° K, $\varepsilon_r/\varepsilon'_r \# 1,0002$.

Remarquons enfin que les influences de l'humidité et de la température sont

opposées et qu'il est apparu, dans ces conditions, que l'erreur relative globale due à la variation de ε_r ne dépasse pas 10^{-4} dans une salle de mesures normale.

En résumé, compte tenu des considérations précédentes, la relation :

$$C_0 = \varepsilon_r \varepsilon_0 \pi \frac{(R+b)^2}{e_0}, \qquad \text{dans laquelle} \quad \varepsilon_r = 1{,}00058,$$

permet de déterminer la capacité d'un condensateur plan à armatures circulaires avec une erreur relative globale souvent très inférieure à 10^{-3}.

Cependant, pour conserver toute la précision qui découle des relations données, il est absolument nécessaire de compléter l'anneau de garde par un *plateau de garde* porté au même potentiel, le rôle de ce dispositif étant essentiellement de soustraire la surface extérieure de l'électrode centrale à l'influence de la face extérieure de l'autre armature.

La figure ci-dessus représente un condensateur de capacité variable réalisé sans précautions mécaniques spéciales en vue de la mesure de la valeur de crête des hautes tensions périodiques.

La plage d'utilisation du condensateur dans les meilleures conditions possibles peut être déterminée immédiatement, compte tenu de la courbe de variation de l'erreur globale, en fonction de l'épaisseur (graphique ci-dessus).

(*) Séance du 7 janvier 1957.

(1) E. DURAND, *Electrostatique et Magnétostatique*.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur un dispositif de réglage de la vitesse du moteur asynchrone monophasé*. Note (*) de M. **YVON SURCHAMP**, transmise par M. Charles Camichel.

Le réglage de la vitesse d'un moteur asynchrone monophasé, rendu possible par utilisation du couplage en cascade dont le principe est rappelé, est nettement amélioré si l'on dispose un condensateur électrolytique aux bornes du moteur à courant continu de récupération.

Le contrôle de la vitesse d'un moteur asynchrone d'induction à l'aide d'un dispositif permettant la récupération de la puissance de glissement libérée par le secondaire est applicable au moteur asynchrone triphasé (1) comme au moteur asynchrone monophasé.

Dans ce dernier cas, ce dispositif se caractérise par l'utilisation d'un moteur à courant continu couplé mécaniquement avec le moteur asynchrone monophasé, et électriquement avec le secondaire de cette même machine par l'intermédiaire d'un redresseur à cellules de sélénium. Le réglage de vitesse est assuré par action sur l'excitation de la machine à courant continu dite moteur de récupération.

Le couple utile sur l'arbre du groupe est la résultante du couple développé par le moteur asynchrone et par le moteur à courant continu.

Des essais effectués sur un tel groupe, il résulte qu'aux basses vitesses le couple est essentiellement développé par le motenr de récupération, le moteur asynchrone jouant le rôle de transformateur dynamique; tandis qu'aux vitesses élevées la puissance libérée au secondaire du moteur asynchrone étant faible, le moteur à courant continu développe un couple très réduit. Le courant redressé qui traverse l'induit de cette machine est alors très élevé. La forme de l'onde de courant étant elle-même déformée par une importante ondulation résiduelle de fréquence prépondérante 100 Hz, il en résulte une commutation extrêmement défectueuse du moteur.

Pour atténuer ces inconvénients nous plaçons un condensateur électrolytique aux bornes de l'induit du moteur de récupération. Sa capacité est telle que l'impédance qu'il présente à l'ondulation résiduelle est négligeable devant celle de l'induit.

Ce fonctionnement particulier doit être rapproché du cas où le secondaire du moteur asynchrone monophasé est fermé sur un système de capacités triphasées.

Considérons le moteur asynchrone monophasé comme équivalent à l'ensemble de deux moteurs triphasés identiques accouplés mécaniquement, dont les enroulements primaires sont montés en série sous la tension d'alimentation, et connectés de manière à engendrer deux champs tournants de sens inverse.

L'étude ci-dessus est alors ramenée à celle d'un moteur asynchrone triphasé dont le secondaire est fermé sur un système de capacités triphasées.

Partant du système d'équations classiques :

$$V_1 = r_1 I_1 + jL_1\omega I_1 + jM\omega I_2,$$
$$-V_2 = r_2 I_2 + jL_2 g\omega I_2 + jMg\omega I_1,$$

et tenant compte de la capacité C disposée par phase au secondaire, si nous désignons par E_0 la force électromotrice de ce secondaire à l'arrêt, et par N_2 l'inductance des fuites totales ramenées au secondaire, nous obtenons pour le courant secondaire

$$I_2 = \frac{gE_0}{\sqrt{r_2^2 + \left[N_2 g\omega - \frac{1}{Cg\omega}\right]^2}}.$$

La puissance active P_2 mise en jeu au secondaire du moteur peut alors s'exprimer en fonction des éléments précédents et en faisant intervenir la puissance de court-circuit à l'arrêt

$$P_2 = Q\frac{E_0^2}{r_2} \qquad (0 \leq Q \leq 1),$$

$$Q = \frac{gr_2^2}{r_2^2 + \left[N_2 g\omega - \frac{1}{Cg\omega}\right]^2}.$$

On démontre aisément, à partir des équations classiques, qu'à une marche à couple constant correspond $Q = \text{const.}$

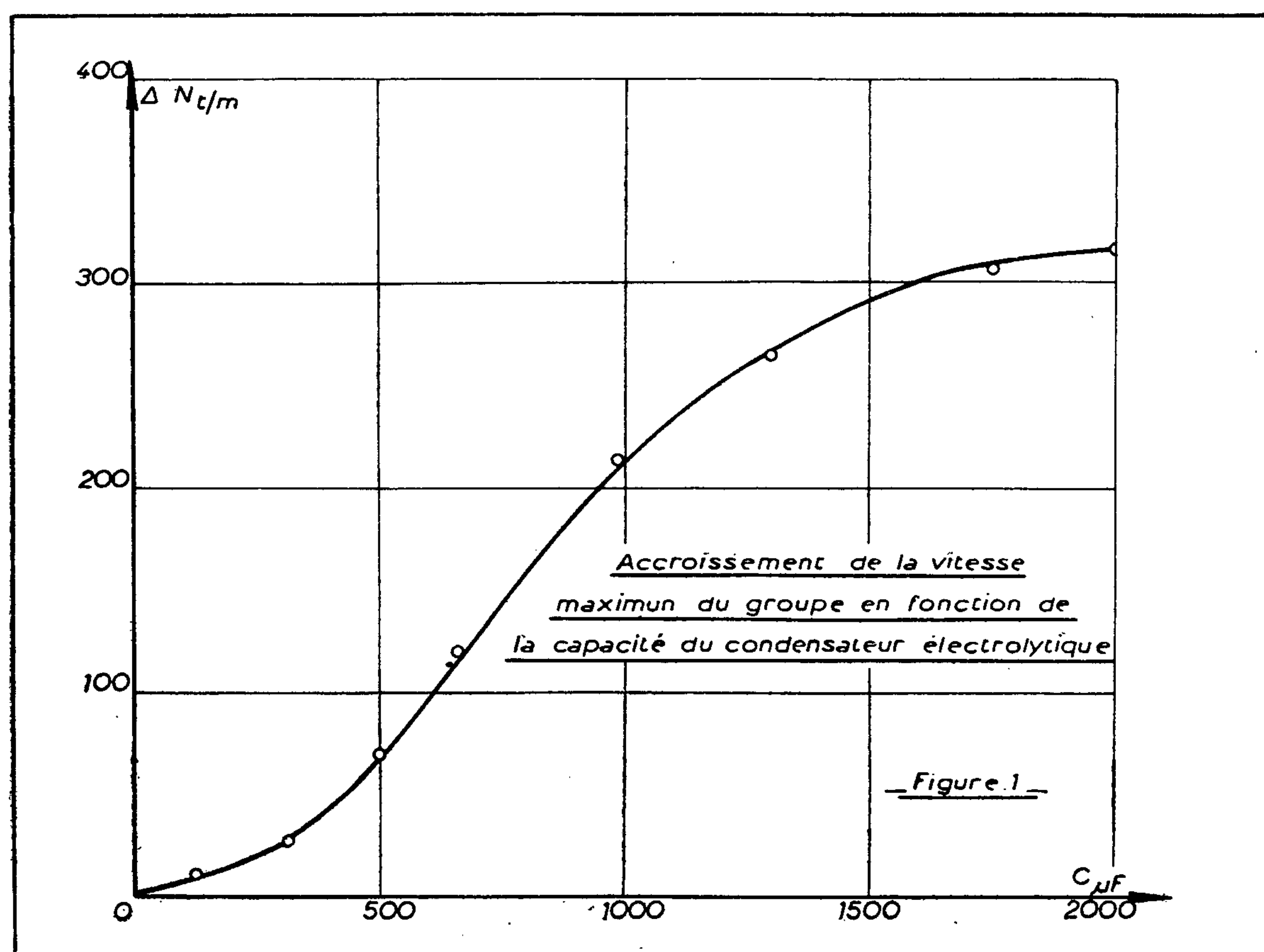
Désignons par Q_d et Q_i les valeurs des Q caractérisant les couples développés par les deux moteurs triphasés représentant le moteur asynchrone monophasé.

Le couple utile sur l'arbre du moteur monophasé est proportionnel à l'expression

$$Q_d - Q_i = r_2^2 \left[\frac{g}{r_2^2 + \left[N_2 g\omega - \frac{1}{Cg\omega} \right]^2} - \frac{2-g}{r_2^2 + \left[N_2(2-g)\omega - \frac{1}{C(2-g)\omega} \right]^2} \right]$$

qui montre que pour un couple constant ($Q_d - Q_i = \text{const.}$) nous pouvons régler la vitesse du moteur en modifiant la capacité C par phase.

Cependant nous voyons que nous ne pouvons ni atteindre la vitesse de synchronisme, ni la vitesse nulle.



Ce procédé revient en fait à réaliser une marche en contrôle rhéostatique, l'enroulement secondaire constituant la résistance de glissement.

Dans le cas du groupe permettant le réglage de vitesse, ce mode de fonctionnement n'est utilisé que pendant une fraction de période correspondant à la durée de l'ondulation résiduelle. Quant au condensateur électrolytique, il se trouve successivement reporté entre les diverses phases du rotor par l'intermédiaire du redresseur.

La présence du condensateur a donc pour effet d'augmenter la vitesse du groupe et son action devient très importante au voisinage de la vitesse

maximum (*fig.* 1), l'ondulation résiduelle de la tension redressée présentant alors son amplitude relative maximum.

L'introduction de ce nouvel élément dans le dispositif en modifie favorablement le fonctionnement en procurant :

un meilleur facteur de puissance;
un meilleur rendement;
une meilleure commutation;
une meilleure stabilité de vitesse;
un contrôle de vitesse plus souple et plus étendu.

(*) Séance du 2 janvier 1957.
(1) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 2196.

OPTIQUE. — *Diffraction de la lumière par une onde ultrasonore plane progressive. Calcul de l'intensité des raies.* Note (*) de MM. **Norbert Segard** et **Jean Pouliquen**, présentée par M. Jean Cabannes.

Dans un article précédent (1) O. Nomoto propose une méthode qui ne fait appel qu'à l'optique géométrique pour calculer l'intensité des franges de diffraction à l'infini, données par une onde lumineuse plane monochromatique traversant un liquide parcouru par une onde ultrasonore plane et progressive.

Comme R. Lucas (2) il obtient pour la marche des rayons lumineux dans le bain soumis à l'action des ultrasons l'équation différentielle

$$(1) \qquad \frac{2\pi}{\Lambda}\sqrt{\frac{\Delta n}{n_0}}\,dz = \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2t^2)}};$$

Λ, longueur d'onde des ultrasons;
Λ_n, variation maxima de l'indice de réfraction;
n_0, indice de réfraction du liquide au repos;
x, distance parcourue par l'onde ultrasonore, comptée à partir du quartz;
x_0, valeur de cette distance quand le rayon lumineux pénètre dans le milieu soumis à l'action des ultrasons;
z, distance parcourue par le rayon lumineux comptée à partir de l'entrée dans le faisceau ultrasonore.

$$t = \frac{\sin\frac{\pi x}{\Lambda}}{\sin\frac{\pi x_0}{\Lambda}}, \qquad k = \frac{\sin\pi x_0}{\Lambda}.$$

L'intégration de cette équation différentielle permet de tracer le trajet des rayons lumineux et d'étudier la valeur p de l'ordre du spectre en fonction de

l'abscisse d'impact des rayons lumineux incidents

(2) $$p = \sqrt{\theta}\sqrt{2\left(\frac{2\pi x}{\Lambda} - \cos\frac{2\pi x_0}{\Lambda}\right)},$$

avec

$$\theta = \frac{\Delta n}{n_0} n_0^2 \frac{\Lambda^2}{\lambda^2}.$$

La théorie proposée par O. Nomoto n'est, comme il l'indique lui-même qu'une première approximation. Nous l'avons complétée de la façon suivante pour interpréter nos résultats expérimentaux.

L'étude de la courbe qui représente les variations de cette fonction (2) pour une traversée donnée du bain montre que la lumière qui concoure à former le spectre d'ordre p provient de deux régions différentes d'une tranche liquide large de Λ.

Le système optique est donc comparable à deux réseaux gravés sur verre de même pas Λ décalés l'un par rapport à l'autre, d'une fraction de Λ. Ce décalage l n'est pas constant mais il est fonction de p. Or la densité du faisceau incident est constante quel que soit x; la densité des rayons qui forment le spectre d'ordre p est donc donnée par la pente de (2).

Un spectre d'ordre p se produit par la superposition des spectres de même ordre dus aux deux réseaux qui se composent géométriquement.

La différence de chemin optique des rayons lumineux de chacun des réseaux δ_l dans le milieu soumis à l'action des ultrasons d'une part et δ_a dans l'air d'autre part produit une différence de phase entre les deux vibrations :

$$\delta_l = \int n_1\, ds_1 - \int n_2\, ds_2;$$

n_1 et n_2, fonctions représentant la valeur de l'indice aux points considérés pour les rayons 1 et 2;

ds_1 et ds_2 éléments d'arc de courbe des rayons 1 et 2,

$$\delta_a = p\frac{l\lambda}{\Lambda}.$$

Les calculs numériques nécessiteraient la tabulation de δ_l.

La différence de phase β totale entre les rayons des deux réseaux est

$$\beta = \frac{2\pi\,\delta e\eta}{\lambda} + \frac{2\pi p l}{\Lambda}.$$

L'intensité totale observée est

$$I_T^2, \quad I_1^2 + I_2^2 - 2 I_1 I_2 \cos\beta;$$

I_T, intensité totale;

I_1, intensité due au premier réseau;

I_2, intensité due au deuxième réseau.

Dans le cas d'ondes stationnaires, il faut remplacer dans les calculs précédents Δn par $\Delta n \sin \omega t$. Le nombre de franges est alors fonction du temps.

Il faut donc considérer l'intensité de ces franges à des instants fractions de la période ultrasonore, et sommer arithmétiquement toutes les intensités trouvées.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) *Bull. de Kobayasi*, 1, n° 1, mars 1951.

(2) R. Lucas et P. Biquard, *J. Phys. Rad.*, 3, 1932, p. 464.

OPTIQUE PHYSIQUE. — *Au sujet de l'influence de l'ouverture du faisceau incident sur le facteur de dépolarisation de la lumière diffusée par les molécules.* Note (*) de M. **Alexandre Ivanoff** et Mlle **Jacqueline Lenoble**, présentée par M. Jean Cabannes.

Calcul de l'influence de l'ouverture du faisceau incident, supposé homogène et incohérent, sur le facteur de dépolarisation de la lumière diffusée dans une direction d'observation quelconque par des molécules anisotropes.

On sait que la mesure précise du facteur de dépolarisation ρ du rayonnement diffusé à 90° d'un faisceau incident de lumière naturelle par des molécules anisotropes doit tenir compte de l'ouverture du faisceau qu'elles reçoivent (1).

R. Gans (2) a fait le calcul en supposant le faisceau incident incohérent et homogène et il a obtenu

$$\rho = \frac{6\rho_0 + 2(1-\rho_0)(1-\cos\Theta)(2+\cos\Theta)}{6-(1-\rho_0)(1-\cos\Theta)(2+\cos\Theta)}.$$

Θ désignant le demi-angle au sommet du cône de rayons et ρ_0 le facteur de dépolarisation de la lumière diffusée à 90° d'un faisceau incident de rayons parallèles. Pour de faibles ouvertures la formule se réduit à $\rho = \rho_0 + (\Theta^2/2)$.

La formule de Gans n'a d'ailleurs pas grand intérêt dans le cas des faibles ouvertures généralement utilisées au laboratoire, le facteur de correction ainsi calculé étant du même ordre de grandeur que certains facteurs instrumentaux que seule l'expérience permet de déterminer.

Mais le manque de parallélisme des rayons incidents peut intervenir dans d'autres problèmes et y jouer un rôle important. C'est le cas par exemple de la polarisation du résidu sous-marin de la lumière du jour. A. Ivanoff (3) a montré, en effet, que les variations de la polarisation sous-marine avec l'état du ciel, la profondeur et la longueur d'onde peuvent être expliquées par les variations correspondantes de la distribution angulaire de l'éclairement sous-marin (4).

Il nous a donc paru utile d'étendre les calculs de Gans au cas général où la

direction d'observation de la lumière diffusée fait un angle i quelconque avec l'axe du faisceau incident. On exposera par ailleurs ([3]) la méthode classique, analogue à celle de Gans, basée sur l'évaluation des composantes du vecteur de Fresnel. Les notations matricielles de Chandrasekhar ([5]) permettent d'atteindre le résultat beaucoup plus aisément sous sa forme la plus générale.

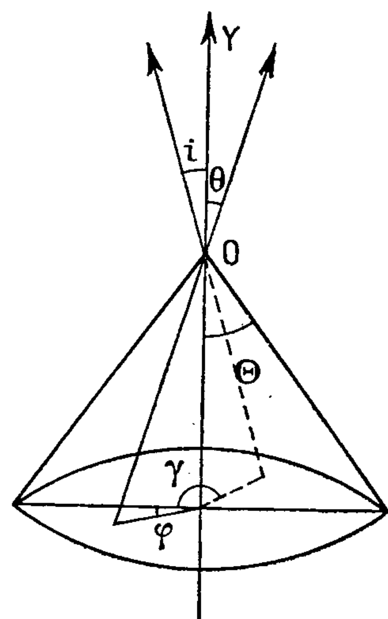


Fig. 1

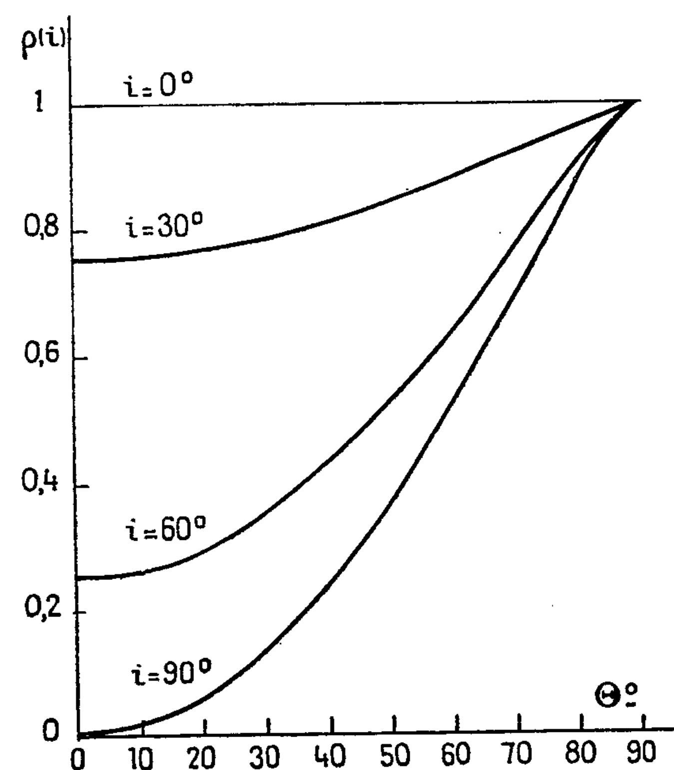


Fig. 2

Fig. 2. — Variation de $\rho(i)$ en fonction du demi-angle au sommet Θ du faisceau incident; pour les directions faisant l'angle $i = 90°, 60°, 30°, 0°$ avec l'axe du cône.

Soit $\mathcal{E}(\theta, \varphi)$ la matrice représentant l'éclairement incident suivant la direction (θ, φ) (*fig.* 1) et $d\mathcal{I}(i, \gamma)$ la matrice représentant l'intensité diffusée suivant la direction (i, γ), ces matrices étant respectivement rapportées aux axes du plan d'onde parallèle et perpendiculaire au plan méridien; en posant $\mu = \cos i$ et $\nu = \cos\theta$ et en appelant k le coefficient d'absorption apparente par diffusion, la loi de Rayleigh s'écrit

$$d\mathcal{I}(i, \gamma) = \frac{3}{8\pi} k \left\{ \frac{1-\rho_0}{2+\rho_0} [P^0(\mu; \nu) + P^1(\mu, \gamma; \nu, \varphi) + P^2(\mu, \gamma; \nu, \varphi)] + \frac{\rho_0}{2+\rho_0} A \right\} \mathcal{E}(\theta, \varphi),$$

où

$$P^0(\mu; \nu) = \begin{pmatrix} 2(1-\mu^2)(1-\nu^2) + \mu^2\nu^2 & \mu^2 & 0 \\ \nu^2 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad A = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix};$$

$P^1(\mu, \gamma; \nu, \varphi)$ et $P^2(\mu, \gamma; \nu, \varphi)$ sont des matrices formées respectivement de termes en $\begin{smallmatrix}\sin\\\cos\end{smallmatrix}(\varphi - \gamma)$ et $\begin{smallmatrix}\sin\\\cos\end{smallmatrix} 2(\varphi - \gamma)$.

Dans le cas qui nous occupe, le faisceau incident est composé de lumière naturelle et la luminance L est constante dans toutes les directions;

on a donc

$$\mathcal{E}(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} \frac{L}{2} \\ \frac{L}{2} \\ 0 \end{pmatrix} d\nu\, d\varphi,$$

où φ varie de o à 2π et ν de $M = \cos\Theta$ à 1. L'intensité diffusée due à l'ensemble du faisceau incident est donc :

$$\mathcal{J}(i,\gamma) = \begin{pmatrix} I_x \\ I_y \\ U \end{pmatrix}_{i,\gamma} = \frac{3}{4} k \left\{ \frac{1-\rho_0}{2+\rho_0} \int_M^1 P^0(\mu;\nu) \begin{pmatrix} \frac{L}{2} \\ \frac{L}{2} \\ 0 \end{pmatrix} d\nu + \frac{\rho_0}{2+\rho_0} \int_M^1 A \begin{pmatrix} \frac{L}{2} \\ \frac{L}{2} \\ 0 \end{pmatrix} d\nu \right\},$$

d'où

$$I_x = \frac{kL}{8(2+\rho_0)} \{ 4 - 6M + 2M^3 + 3\mu^2(M - M^3) - \rho_0[-2 + 2M^3 + 3\mu^2(M - M^3)] \},$$

$$I_y = \frac{kL}{8(2+\rho_0)} \{ 4 - 3M - M^3 - \rho_0[-2 + 3M - M^3] \},$$

$$U = 0.$$

La condition $U = 0$ traduit le fait que, par raison de symétrie, le rayonnement diffusé est polarisé dans le plan méridien ou perpendiculairement à ce plan; I_x et I_y sont respectivement les intensités correspondant à ces deux directions de vibrations; leur rapport est

$$\rho(i) = \frac{I_x}{I_y} = \frac{4 - 6M + 2M^3 + 3\mu^2(M - M^3) - \rho_0[-2 + 2M^3 + 3\mu^2(M - M^3)]}{4 - 3M - M^3 - \rho_0[-2 + 3M - M^3]},$$

Dans le cas particulier où $\mu = 0 \, (i = 90^\circ)$, cette formule rejoint celle donnée par Gans. La figure 2 donne la variation de $\rho(i)$ en fonction de Θ pour diverses valeurs de i, dans le cas où $\rho_0 = 0$.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) *Voir* par exemple J. CABANNES, *La diffusion moléculaire de la Lumière*, Les Presses Universitaires de France, 1929, p. 95 et suiv.

(2) *Phys. Z.*, 28, 1927, p. 661.

(3) *Ann. Géoph.* (sous presse).

(4) La mer est éclairée par le Soleil, mais aussi par la voûte céleste. Cette lumière a d'autre part été réfractée à la surface de l'eau et a subi dans l'eau des diffusions multiples qui ne sont pas uniquement des diffusions moléculaires. Le calcul sujet de la présente Note ne peut donc que laisser prévoir l'ordre de grandeur des phénomènes qu'on observera.

(5) *Radiative Transfer*, Clarendon Press, Oxford, 1950.

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Probabilité de transition dans un système atomique excité possédant trois niveaux inégalement espacés.* Note de MM. **Jacques-Émile Blamont** et **Jacques-Michel Winter**, présentée par M. Jean Cabannes.

Un système atomique possédant des niveaux $|m\rangle$ d'énergie E_m est soumis à l'action d'un champ tournant de haute fréquence H_1, de pulsation Ω. Lorsque ces niveaux sont les sous-niveaux Zeeman m_F d'un niveau excité $|F\rangle$, de durée de vie $T_e = 1/\Gamma$, F. Bitter et J. Brossel ([1]) ont montré que la forme des raies de résonance est donnée par l'équation

$$(1) \qquad y = y_0 \frac{1}{T_e} \int_0^\infty P(F, m, m', t)\, e^{-\frac{t}{T_e}}\, dt,$$

où $P(F, m, m', t)$ est la probabilité de trouver à l'instant t dans l'état $|F, m'\rangle$ le système F qui à l'instant o était dans l'état $|F, m\rangle$. Si les sous-niveaux sont équidistants, $P(F, m, m', t)$ est donnée par une formule de E. Majorana ([2]). C'est le cas de l'effet Zeeman de l'état 6^3P_1 des isotopes pairs du mercure (de rapport gyromagnétique γ) où l'intégration (1) aboutit à la forme de raie étudiée par Brossel :

$$(2) \qquad y = y_0 (\gamma H_1)^2 \frac{(\gamma H_1)^2 + \Gamma^2 + 4\omega^2}{[\Gamma^2 + 4(\omega^2 + (\gamma H_1)^2)][\Gamma^2 + \omega^2 + (\gamma H_1)^2]},$$

où $\omega = \Omega - \Omega_0$, Ω_0 pulsation à résonance.

Les diverses conséquences de (2) ont été vérifiées par des expériences.

Nous nous proposons de calculer la forme de raie (1) dans le cas de trois niveaux non également espacés; ce cas se présente lorsqu'on superpose des champs électrique et magnétique parallèles créant à la fois un effet Zeeman et un effet Stark. Nous avons appliqué une méthode inspirée par le calcul de Besset et al. ([3]).

La fonction d'onde du système à trois niveaux s'écrit

$$(3) \qquad \Psi = \Psi_1 a_1(t) + \Psi_2 a_2(t) + \Psi_3 a_3(t),$$

où les Ψ_i sont les fonctions propres des trois niveaux.

Les a_i sont les composantes d'un vecteur $|\vec{a}\rangle$ dont on se donne la position au temps $t = 0$ où la perturbation s'établit. $a_i a_i^*$ est la population du niveau i.

On calcule l'évolution de $|\vec{a}\rangle$ gouvernée par l'équation de Schrödinger

$$(4) \qquad i\frac{d}{dt}\vec{a} = H\vec{a} \quad (\hbar = 1) \qquad \text{où} \quad H = H_0 + \gamma \vec{J}.\vec{H}_1.$$

Les éléments de matrice H sont

$$(5) \qquad \langle H \rangle = \langle H_0 \rangle + \frac{\gamma H_1}{2} \langle J_+ \rangle e^{i\Omega t} + \frac{\gamma H_1}{2} \langle J_- \rangle e^{-i\Omega t} \qquad \text{pour} \quad J = 1.$$

On pose

(6) $$A = \frac{1}{\sqrt{2}}\gamma H_1, \qquad \omega = \Omega - \frac{E_3 - E_1}{2}, \qquad \varepsilon = E_2 - \frac{E_3 + E_1}{2}.$$

On passe dans le référentiel tournant ([4]) par la transformation canonique

(7) $$C_1 = a_1\, e^{i(E_2 - \Omega)t}, \qquad C_2 = e^{iE_2 t}, \qquad C_3 = {}^{i(E_2 + \Omega)t}$$

et le système devient un système linéaire à coefficients constants.

Nous ne savons pas résoudre dans le cas général l'équation séculaire du troisième degré (système à trois niveaux) :

(8) $$\lambda^3 - 2\varepsilon\lambda^2 - \lambda(\omega^2 - \varepsilon^2 + 2A^2) + 2\varepsilon A^2 = 0,$$

mais la population à calculer peut s'exprimer à l'aide des fonctions symétriques des racines de (7) et le problème se résout complètement lorsqu'on fixe les conditions initiales. Nous fixons les conditions initiales suivantes correspon-

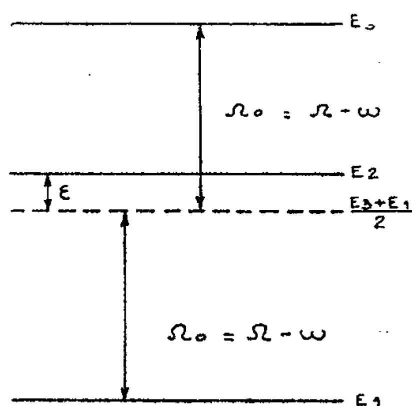


Fig. 1. — Effet Stark des isotopes pairs du mercure pour différentes valeurs arbitraires du champ de haute fréquence.

dant à nos expériences $C_2 = 1$; $C_1 = C_3 = 0$. Nous calculons la quantité $y = C_1 C_1^* + C_3 C_3^*$ puisque nous observons à la fois les transitions $2 \to 3$ et $2 \to 1$. On trouve après l'intégration suivant (1) :

(9) $$y = 4A^2 \sum_{1,2,3} \frac{(\lambda_1 - \varepsilon)(\lambda_2 - \varepsilon) + \omega^2}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)[\Gamma^2 + (\lambda_2 - \lambda_1)^2]}.$$

On voit qu'elle ne dépend que des fonctions symétriques des racines λ de (7). Tous calculs faits, il vient pour y :

(10) $$\frac{4A^2\Gamma^4 + \Gamma^2(\varepsilon^2 + 5\omega^2) + 4A^2) + 2[2\omega^2\varepsilon^2 + (\omega^2 + 2A^2)(2\omega^2 + A^2]}{\Gamma^2[\mu^2 + \varepsilon^2 + 3(2A^2 + \omega^2)]^2 + 4[\omega^2(\omega^2 - \varepsilon^2)^2 + 2A^2\omega^2(3\omega^2 + 5\varepsilon^2) + A^4(\varepsilon^2 + 12\omega^2) + 8A^6]}$$

Cette formule se réduit à la formule (2) de Majorana Brossel si $\varepsilon = 0$. Elle est la solution exacte de (4) et représente la forme de la raie. Notons deux conséquences de (10) :

1° *Ordonnée du centre de la raie* $\omega = 0$. — Les racines de l'équation séculaire sont évidentes et l'on trouve $y = y_0(\gamma H_1)^2/[4(\gamma H_1)^2 + \Upsilon^2 + \varepsilon^2]$. On peut donc mesurer ε/Γ en étudiant seulement l'ordonnée au point $\omega = 0$.

2° *Position ω_m des maxima des raies.* — Elle est donnée par

$$\omega_m = \varepsilon\left(1 + 4\frac{(\gamma H_1)^2}{\varepsilon^2}\right),$$

développement valable pour $\gamma H_1 < \varepsilon$, $\gamma H_1 < \Gamma$.

Si l'intensité du champ de haute fréquence γH_1 augmente *les maxima vont s'écarter*. Cette forme de raie ne peut être considérée comme une superposition de deux raies ayant la forme de Lorentz, en particulier une telle superposition conduirait à un rapprochement des sommets. Cependant si $\varepsilon \gg \gamma H_1, \Gamma$, on peut assimiler la courbe à la somme de deux raies de Lorentz.

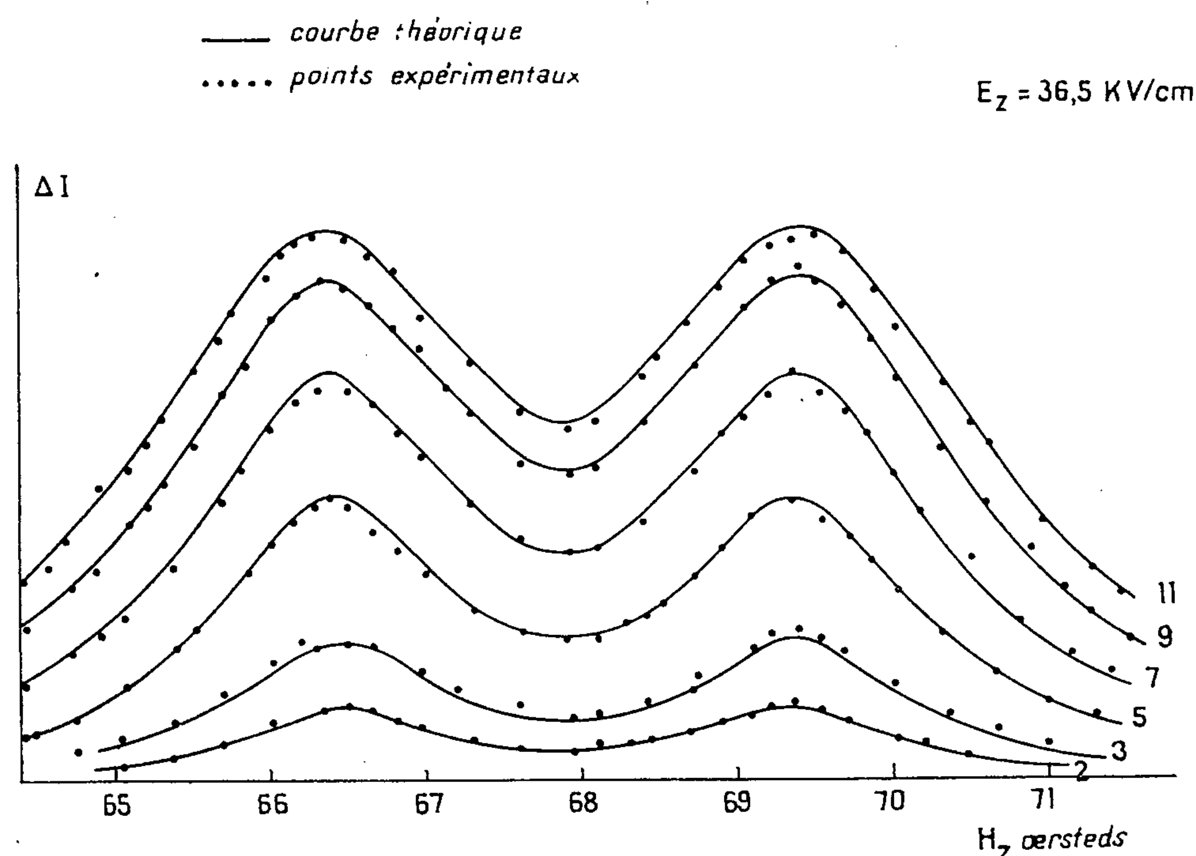


Fig. 2.

Vérification expérimentale. — Le cas de l'effet Stark du niveau 6^3P_1 de l'atome de mercure (isotopes pairs) (5) correspond exactement au cas traité. ε est la différence des déplacements Stark des niveaux $m = 0$ et $m = \pm 1$. Nous avons vérifié la formule (10) dans tous ses détails. La figure 2 représente un exemple de comparaison de courbes expérimentales et théoriques.

Ainsi la résolution complète de l'équation et l'accord du résultat avec l'expérience permettent-ils de déterminer les paramètres ε et Γ dans un cas où la largeur de la raie est imposée par trois facteurs ε, Γ, γH_1 qui sont du même ordre de grandeur, ce qui n'aurait pas été possible si nous avions employé pour résoudre le problème, une méthode de perturbation.

(1) *Phys. Rev.*, 86, 1952, p. 308.

(2) *Nuovo Cimento*, 9, 1932, p. 43.

(3) C. Besset, J. Horowitz, A. Messiah et J. Winter, *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 251.

(4) I. Rabi, N. Ramsey et J. Schwinger, *Rev. Mod. Phys.*, 26, 1954. p. 167.

(5) J. Blamont et J. Brossel, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1487; J. Blamont, *Thèse*, Paris, 1956.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Tension superficielle du fer, cobalt et nickel à* 1550° C. Note (*) de MM. **Paul Kozakevitch** et **Georges Urbain**, présentée par M. Albert Portevin.

On mesure les tensions superficielles du fer, du cobalt et du nickel liquide par la méthode de la goutte posée sur un support réfractaire. On obtient pour le fer, le nickel et le cobalt à 1550°C : 1835, 1924 et 1936 dyne.cm^{-1} en prenant respectivement 7,2, 7,6 et 7,8 g.cm^{-3} pour les massesspécifiques à cette température avec un écart type de 15 dyne.cm^{-1} pour un ensemble d'au moins 50 déterminations.

Des mesures récentes (1), (2) montrent l'influence considérable du soufre et de l'oxygène dissous dans le fer liquide sur sa tension superficielle γ. La possibilité d'une telle contamination par des traces d'éléments tensioactifs laisse un doute sur l'exactitude des données actuelles pour le fer; en effet, les chiffres les plus récents s'échelonnent de 1370 dyne.cm^{-1} en 1949 (3) à 1560 dyne.cm^{-1} en 1953 (4) et à 1720 dyne.cm^{-1} en 1955 (2). Une seule détermination est connue pour le nickel (4) aucune pour le cobalt,

On utilise la méthode de la goutte posée sur un support. Le mode de calcul a déjà été décrit (1) mais l'appareillage a été modifié en portant une attention particulière aux points suivants : la préparation des échantillons de grande pureté ; le contrôle de la pression partielle d'oxygène dans le tube laboratoire, l'utilisation systématique de supports préparés avec des oxydes purs. Les échantillons de fer sont obtenus à partir de fer carbonyl traité à 1200° C par de l'hydrogène humide, puis de l'hydrogène sec. L'impureté principale de ce fer est environ 0,004 à 0,015 % de Ni dont l'influence sur γ_{Fe} est négligeable étant donné la valeur élevée de γ_{Ni}. Les teneurs maxima d'impuretés sont les suivantes : carbone, 0,001 % ; oxygène, 0,0008 % ; soufre non décelable par combustion, Mn, 0,0007 % ; Si, 0,001 % ; Al, 0,001 % ; Cu, Ag, Mg, As, 0,0003 % ; Cr, Co, Mo, V, Sn, Pb, non décelables par spectrographie. Des lingots de 400 g sont fondus et coulés sous vide dans un moule en cuivre refroidi. Avec la même technique, on prépare des alliages à teneur connue en cérium et zirconium (0,09 % et 0,21 %). Les échantillons de cobalt et de nickel sont des standards spectrographiques dont les seules impuretés dosables sont : fer, 0,0005 % et 0,001 % ; Si, 0,0002 % ; Al, Cu, Mg, inférieurs à 0,0001 %. Ces métaux ayant une teneur importante en oxygène (0,006 et 0,041 %) ils étaient laissés sous hydrogène 4 h avant toute mesure.

L'espace laboratoire du four est constitué par un tube en réfractaire étanche (alumine frittée, mullite ou masse K) vidé par une pompe à palettes et balayé avec de l'hydrogène purifié et desséché ou de l'argon desséché et désoxydé par passage sur de l'éponge de titane. Un contrôle de la pression partielle d'oxygène donne environ 10^{-15} atm comme limite supérieure, alors que le calcul basé sur

la teneur résiduelle en H_2O laissée par le desséchant (2 μg par litre de gaz à 20°) conduit à une limite inférieure : 10^{-18} atm.

Les supports réfractaires pour les gouttes de métal sont préparés avec des oxydes purs : Al_2O_3, 99,5 % ; CaO, 98 % ; BeO, 99 % ; ZrO_2, stabilisée par CaO ; ThO_2, 99 % ; moulés et cuits en leur laissant une notable porosité. Ceci pour que la goutte conserve un angle de raccordement élevé (> 90°) nécessaire aux mesures sur l'image de la goutte. La technique de mesure et les calculs sont les mêmes que ceux des publications précédentes ([1]); le dispositif expérimental est d'autre part décrit en détail ([5]).

On effectue une comparaison des moyennes des constantes capillaires :

$$a^2 = \frac{\gamma}{g\rho} \quad (g, \text{ accélération de la pesanteur}),$$

obtenues par combinaison des facteurs suivants :

— un métal pur (Fe) ou additionné de désoxydants 0,092 %, 0,003 % de Ce et 0,21 % de Zr;

— quatre types de supports réfractaires en Al_2O_3, CaO, BeO, ZrO_2, ThO_2 ;

— sous atmosphère d'hydrogène ou d'argon purifié,

sans pouvoir mettre en évidence une influence systématique d'un de ces facteurs. Ceci permet de penser que les valeurs suivantes des constantes capillaires et des tensions superficielles de Fe, Co, Ni sont objectives.

Constante capillaire a^2 et tension superficielle γ de Fe, Co *et* Ni *à* 1550° C.

	Fer.	Fer + désoxydant.	Cobalt.	Nickel.
Nombre de mesures	67	10	19	15
a^2 Moyenne	26,6	25,8	25,3	25,8
a^2 Écart-type	0,22	0,25	0,14	0,22
ρ masse spécifique à 1 550° C (g.cm⁻³)	7,2	–	7,8	7,6
γ tension superficielle à 1 550° C (dyne.cm⁻¹)	1 835	1 835	1 936	1 924
Intervalle de confiance pour P = 0,68	±15	±15	±11	±16

Il faut noter le manque de données pour la masse spécifique du cobalt liquide; notre estimation est basée sur une mesure graphique du volume de la goutte liquide avec les mêmes clichés que ceux des mesures des constantes capillaires. Pour les densités de Fe et Ni, nous obtenons des valeurs plus voisines de celles de C. Benedicks ([6]) que des mesures plus récentes de V. N. Stott ([7]).

(*) Séance du 7 janvier 1957.

([1]) P. Kozakevitch, S. Chatel, G. Urbain et M. Sage, *Rev. Met.*, 52, 1955, p. 139; *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1690.

([2]) F. A. HALDEN et W. KINGERY, *J. Phys. Chem.*, 59, 1955, p. 557.
([3]) G. BECKER, F. HARDERS et H. KORNFELD, *Archiv für das Eisenhüt.*, 20, 1949, p. 363.
([4]) M. D. KINGERY et M. HUMENIK, *J. Phys. Chem.*, 57, 1953, p. 359.
([5]) P. KOZAKEVITCH et G. URBAIN, *J. Iron and Steel Institute* (sous presse).
([6]) C. BENEDICKS, N. ERICSSON et G. ERICSSON, *Archiv für das Eisenhüt*, 3, 1930, p. 573-586.
([7]) V. N. STOTT et J. H. RENDALL, *J. Iron and Steel Institute*, 175, 1953, p. 374-378.

PHYSIQUE DES MÉTAUX. — *Étude aux rayons* X *des phénomènes de précipitation dans l'alliage* Al-Zn-Mg *à* 9 % *de* Zn *et* 1 % *de* Mg (AZ9G1). Note de M. **RENÉ GRAF**, présentée par M. Maurice Roy.

A la température ordinaire on observe des phénomènes de pré-précipitation, dus à des zones de forme sphérique. La précipitation conduit à la phase d'équilibre $MgZn_2$, mais on met en évidence l'existence d'une phase intermédiaire hexagonale, en épitaxie avec la matrice, et responsable du durcissement de l'alliage aux températures de l'ordre de 100°.

Cette étude est parallèle à celle effectuée précédemment sur l'alliage à 7 % de Zn et 3 % de Mg (AZ7G3) ([1]). Mais alors que cet alliage appartenait au domaine d'équilibre $(Al) + Al_2Mg_3Zn_3$, l'alliage actuel se situe dans le domaine $(Al) + MgZn_2$. La température de trempe reste fixée à 460°. La décomposition de la solution solide sursaturée s'effectue en trois stades :

1° *Pré-précipitation.* — Après vieillissement à la température ordinaire, les diagrammes de diffusion centrale montrent l'existence d'un anneau, que l'échantillon soit mono ou polycristallin. Cet anneau disparaît par le traitement de réversion (15 s à 200°). Comme dans l'alliage AZ7G3, il se forme donc des « zones » sphériques riches en Zn, mais l'anneau de diffusion est ici plus petit et plus intense : son diamètre moyen correspond à 60 Å. Ainsi, lorsque la teneur en Mg diminue, la dimension des zones de pré-précipitation augmente. Ce fait est probablement lié à la faible mobilité des atomes de Mg dans le réseau.

Au début du vieillissement à la température ordinaire, les diffusions hors du centre observées sur les diagrammes de monocristaux sont identiques à celles obtenues dans les mêmes conditions pour l'alliage AZ 7 G 3. Elles disparaissent complètement par le traitement de réversion. Mais, après quelques jours, on constate une évolution sensible de cette figure, qui prend finalement l'aspect représenté figure 1. Cette évolution avait également été notée dans l'alliage AZ7 G3 à partir de 50° : elle traduit une modification de l'organisation intérieure des zones, que nous cherchons actuellement à préciser. Dans cet état, le traitement de réversion fait disparaître la plupart des diffusions, sauf certaines taches situées au voisinage du cercle (200) Al. On est alors déjà dans le domaine de la précipitation. Cela explique pourquoi la réversion de l'alliage n'est pas

complète : la dureté moyenne après trempe est de 41 kg/mm², tandis qu'après le traitement de réversion elle reste de l'ordre de 55 kg/mm².

2° *Précipitation d'une phase intermédiaire.* — Aux températures supérieures à 75°, on aboutit au diagramme représenté figure 2, qui caractérise nettement un précipité. Bien que l'exploration du réseau réciproque correspondant ne soit pas encore achevée, il est hors de doute qu'il ne s'agit pas de la phase $MgZn_2$ normale. La figure 3 montre par exemple le voisinage des taches (111) de la matrice : elle met en évidence des réflexions alignées sur les rangées [111], et qui divisent par exemple le segment (111)-(220) en six parties égales. On peut interpréter cette figure par l'existence d'une phase intermédiaire de structure hexagonale, en épitaxie complète avec la matrice. L'axe sénaire de cette phase est parallèle aux directions [111] de la matrice, et le paramètre c est égal à $6d_{111}(\mathrm{Al}) = 14{,}03$ Å, soit deux fois la diagonale du cube à faces centrées. Les plans (0001) de la phase intermédiaire ont une structure hexagonale superposable à celle des plans (111) de la matrice, et l'on a probablement $a = 4{,}96$ Å, avec par exemple [100] hex [112] cub. L'analogie de cette structure avec celle de la phase quadratique θ″ des alliages Al-Cu est frappante. Les diagrammes de diffusion centrale montrent qu'après 72 h à 100° il y a toujours un anneau, dont le diamètre correspond à 120 Å, auquel se superposent des traînées dirigées suivant [111]. Il est donc probable que la phase intermédiaire se développe en prenant la forme de plaquettes parallèles aux plans (111) de la matrice. Après 120 h à 100° l'épaisseur de ces plaquettes est de l'ordre de 30 Å. La suite du processus conduit à penser que la structure de la phase intermédiaire n'est pas très éloignée de celle de la phase $MgZn_2$. Sa composition est vraisemblablement aussi $MgZn_2$, et on peut la distinguer de la forme d'équilibre η en la désignant par η′.

3° *Précipitation de la phase d'équilibre.* — La figure 2 se retrouve au début du revenu à 135, 175 et 200°. Mais dès 6 h à 135° on observe l'apparition d'un deuxième ensemble de réflexions, voisines de certaines taches de la phase η′, et correspondant à des distances réticulaires plus grandes. L'intensité de ces réflexions augmente, tandis que les taches de la phase η′ disparaissent; on obtient une figure analogue à la précédente (*fig.* 4). Puis se développent de nombreuses taches fines, sans orientation définie, et sur les diagrammes de poudres les raies de la phase $MgZn_2$ deviennent visibles. On peut donc admettre que la phase intermédiaire instable η′ se transforme en la phase d'équilibre $MgZn_2\eta$. Certaines plaquettes croissent en restant en épitaxie plane avec la matrice, mais il y a une différence de l'ordre de 5 % entre les mailles coïncidantes. Les autres plaquettes se redissolvent, en même temps qu'apparaissent des précipités de forme et d'orientation quelconques. A 250° on n'obtient pratiquement plus que la phase $MgZn_2\eta$, dont les paramètres mesurés sont $a = 5{,}23$ Å et $c = 8{,}57$ Å.

Sur les diagrammes de poudres, il n'a pas été observé d'autres raies que

celles de la phase $MgZn_2\eta$. Celles-ci apparaissent plus tard que pour l'alliage AZ7G3 : à 135° par exemple, elles ne sont visibles qu'à partir de 120 h. Il est probable que les cristallites de phase η' sont trop petits et de structure trop imparfaite pour donner une diffraction notable sur ces diagrammes.

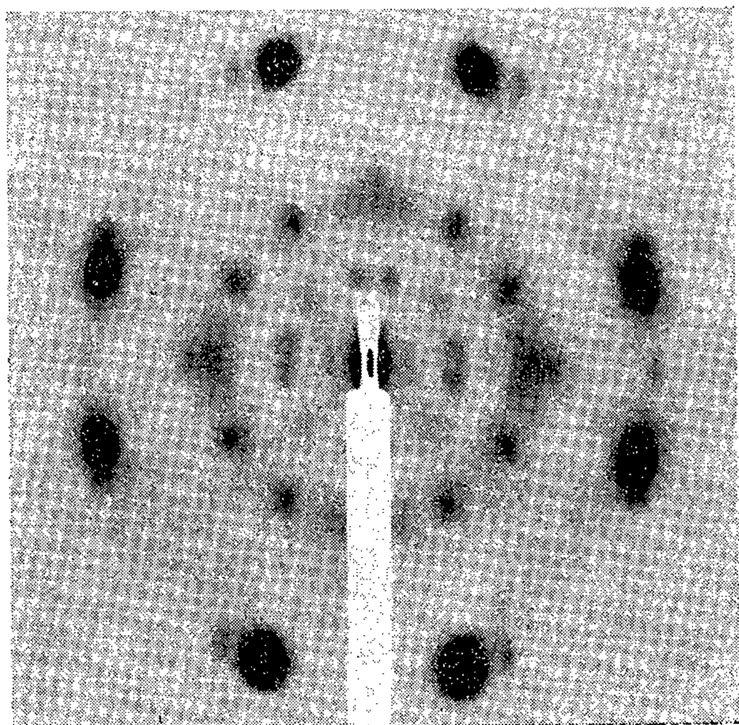


Fig. 1 : 2 400 h à 20°.

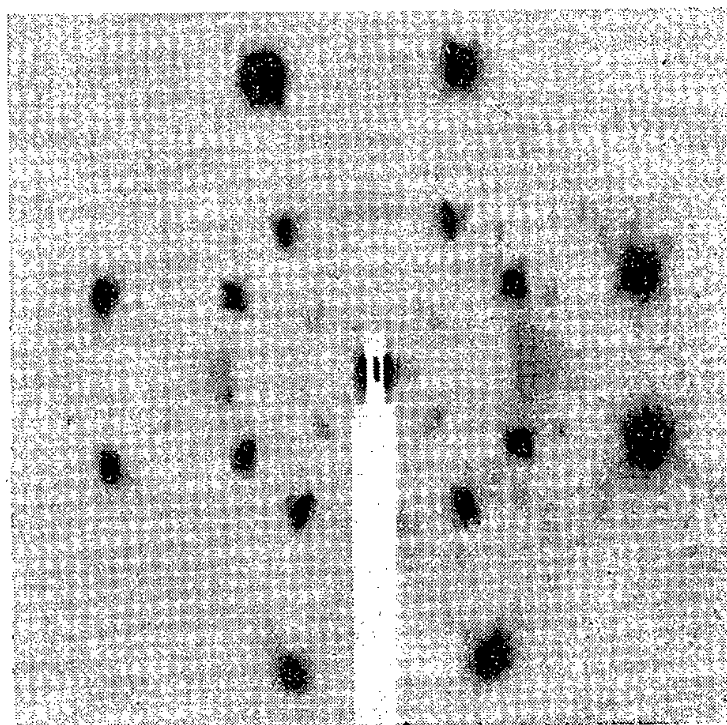


Fig. 2 : 120 h à 100°.

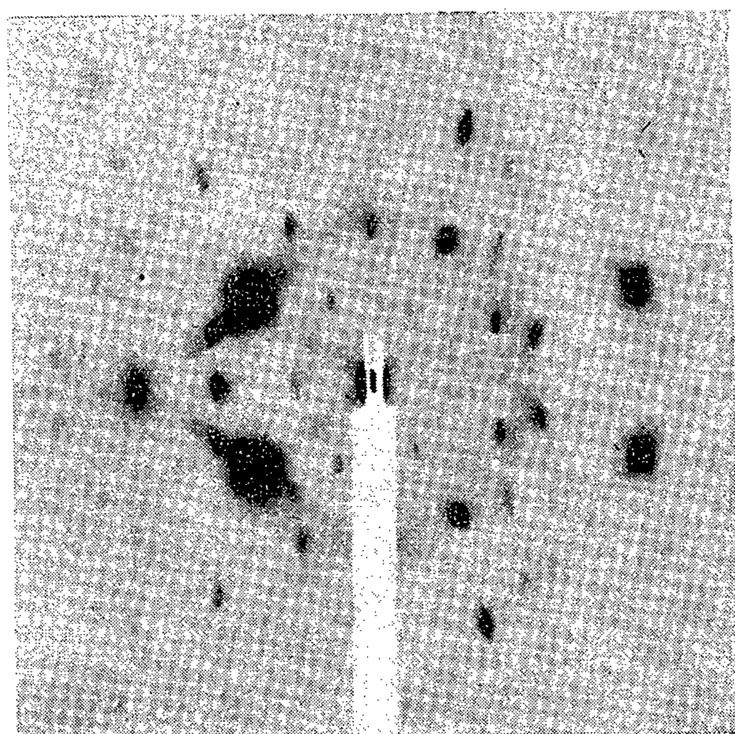


Fig. 3 : 120 h à 100°.

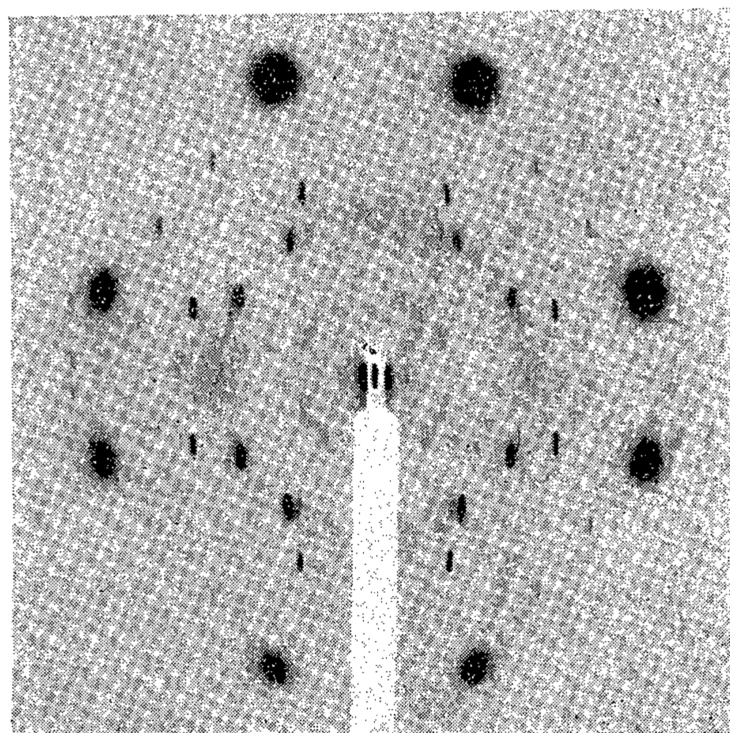


Fig. 4 : 480 h à 175°.

Le durcissement de l'alliage est surtout important à 100°, où la dureté atteint 130 kg/mm². Il se révèle donc lié à l'existence de la phase intermédiaire. Les caractéristiques mécaniques restent toutefois inférieures à celles de l'alliage AZ7G3. Dans ce dernier alliage, il est possible que la phase η' intervienne également, mais beaucoup plus fugitivement.

Il faut enfin souligner l'analogie de cette évolution avec celle des alliages Al-Zn ([2]). Dans le « durcissement à froid », c'est le Zn qui joue le

rôle déterminant, en imposant la forme sphérique des zones, bien que celles-ci contiennent aussi du Mg d'après les diffusions hors du centre. Le « durcissement à chaud » correspond au développement d'une phase hexagonale sous forme de plaquettes orientées. L'analogie est moins nette pour l'alliage AZ 7 G 3, plus riche en Mg.

(1) R. GRAF, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1311 et 2834.
(2) A. GUINIER, *Mesures*, **11**, 1946, p. 382.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur la dissolution sélective des alliages fer-chrome-nickel.* Note (*) de M. **HENRI HATWELL**, présentée par M. Georges Chaudron.

Nous avons décrit précédemment (1) un aspect nouveau de la dissolution sélective des alliages fer-chrome et fer-chrome-nickel. Sous certaines conditions : attaque acide réductrice (H_2SO_4 dilué bouillant) ou attaque anodique dans l'acide oxalique à 10 %, nous avons observé que les régions en bordure des joints de grain demeurent en relief, alors que la masse des cristaux est profondément attaquée (*fig.* 1). Nous avons désigné cette

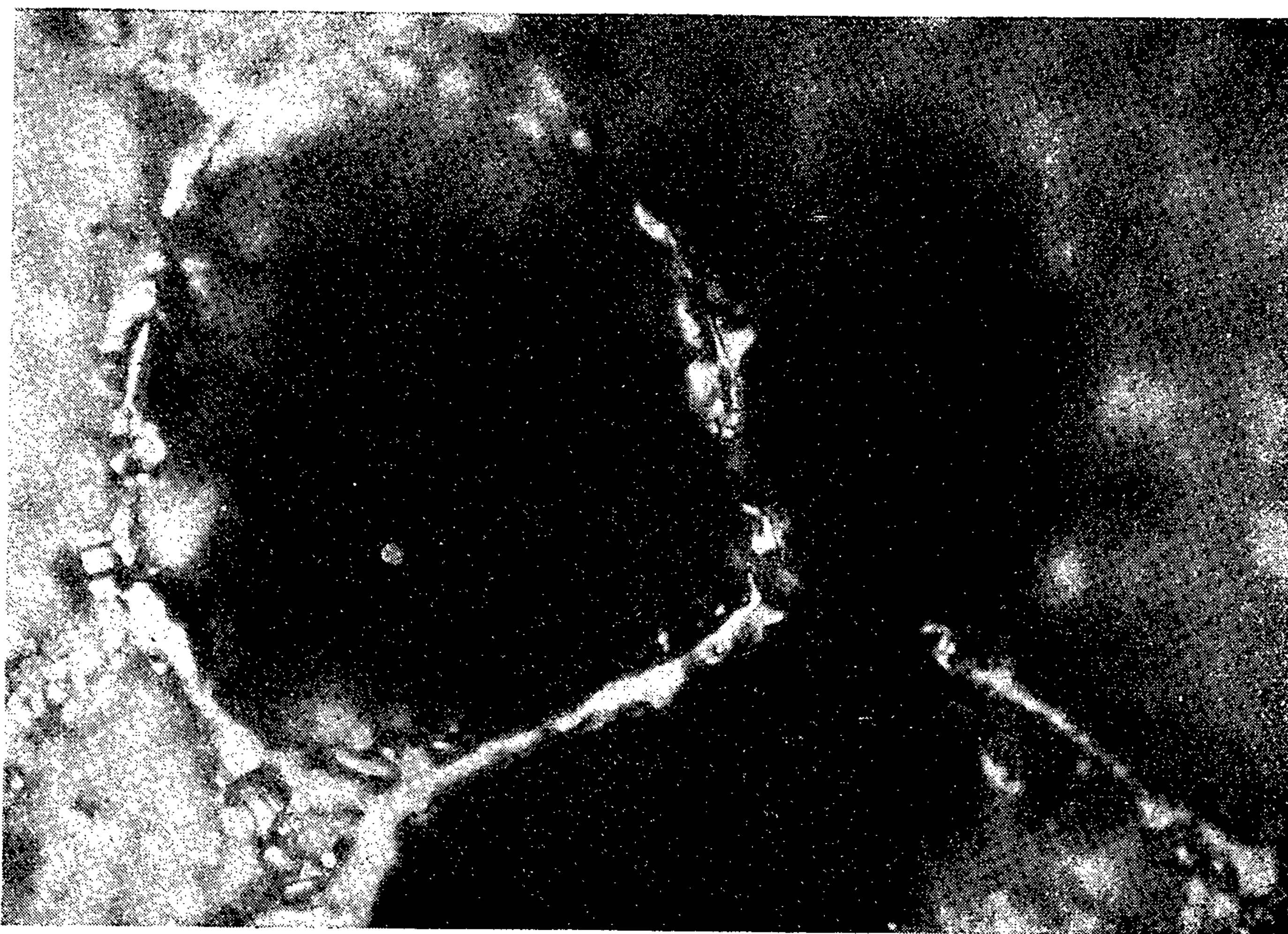


Fig. 1. — Aspect typique de la corrosion en nid d'abeilles dans un fer-chrome-nickel 25/20. Attaque anodique dans l'acide oxalique à 10 %. G = 600.

attaque sélective du nom de « corrosion en nid d'abeilles », d'après l'appellation utilisée par G. Chaudron, P. Lacombe et N. Yannakis (2) pour décrire un phénomène analogue observé sur l'aluminium pur.

Nous avons observé cette corrosion particulière uniquement après un traitement thermique qui a permis la précipitation intercristalline d'une phase plus riche en chrome que la matrice, du carbure de chrome dans le cas des alliages fer-chrome-nickel et la phase σ dans le cas d'un fer-chrome à 25 % de chrome.

Dans un travail antérieur (3) nous avons montré, sur des alliages fer-chrome, que la courbe de potentiel de dissolution en fonction de la teneur en chrome ne présente plus le saut de potentiel prévu par la loi d'auto-protection de Tammann et Portevin lorsque les alliages sont privés de leur pellicule superficielle de passivation par abrasion en atmosphère inerte. Ce résultat laissait donc prévoir que, dans les conditions d'attaque où la passivité ne se produit pas, la vitesse de dissolution sera d'autant plus grande que la teneur en chrome sera plus élevée, le chrome étant situé plus bas que le fer dans la série électrochimique.

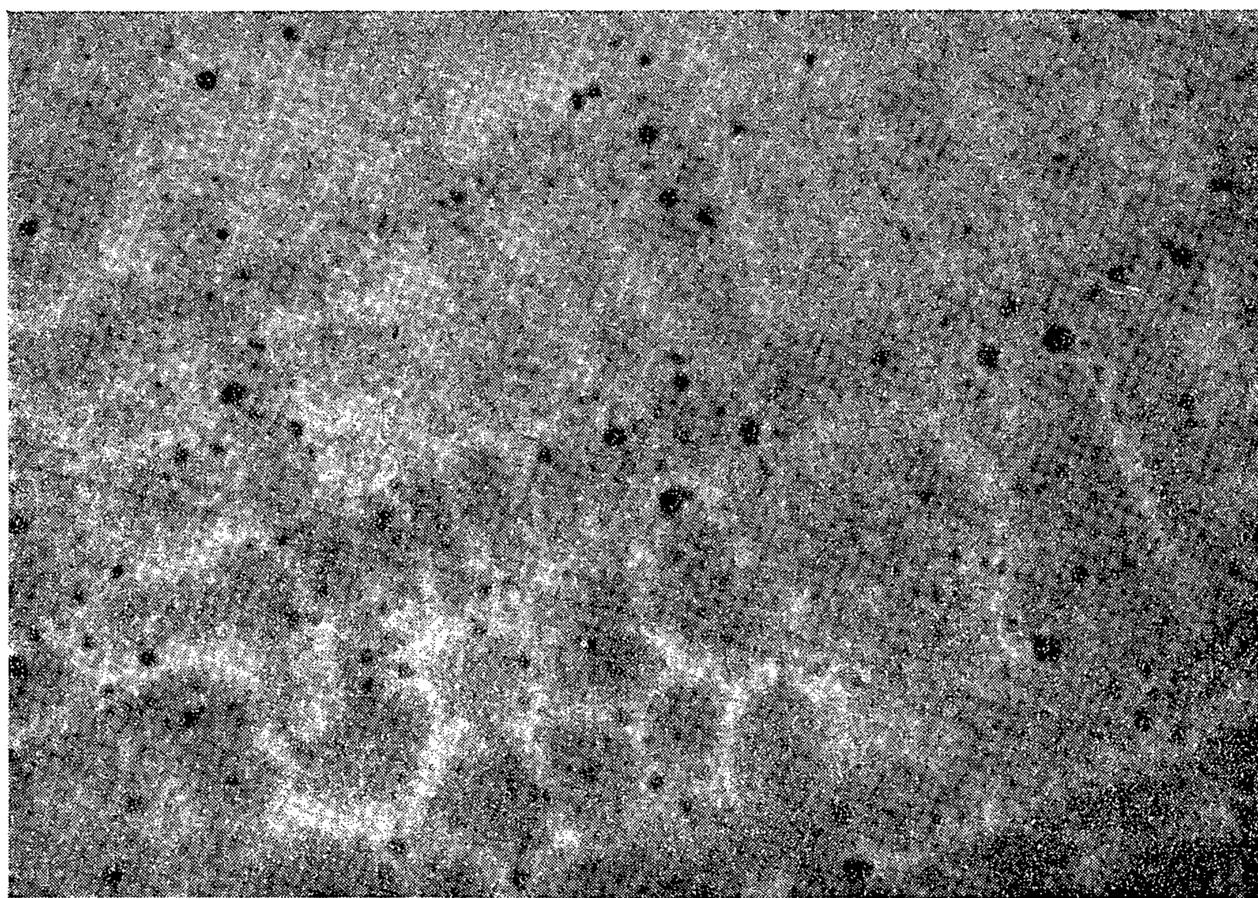


Fig. 2. — Microradiographie d'un alliage fer-chrome-nickel à 25/20. Anticathode de Co. G = 300.

Dans une étude systématique (1), nous avons montré en effet que la vitesse de dissolution anodique dans l'acide oxalique à 10 % des alliages fer-chrome augmente très rapidement avec la teneur en chrome, à condition toutefois que la tension appliquée soit suffisamment basse pour prévenir le dégagement d'oxygène qui ferait apparaître la passivité de l'alliage. Nous en avons conclu que les régions intercristallines qui demeurent en relief dans la corrosion en nid d'abeilles sont appauvries en chrome par la précipitation intergranulaire.

Il restait cependant à vérifier que la loi de variation de la vitesse de

dissolution anodique en fonction de la concentration en chrome, établie sur différents alliages homogènes, restait valable dans le cas d'une surface présentant des variations de concentration en chrome dans un alliage fer-chrome-nickel. Deux objections pouvaient être présentées : d'une part, les phénomènes de polarisation engendrées par l'hétérogénéité de potentiel de la surface, et d'autre part, la présence du nickel.

L'expérience que nous décrivons dans cette Note nous a permis de faire cette vérification avec certitude. En effet, sur un lingot brut de coulée d'un alliage fer-chrome-nickel (25/20), on découpe une tranche dont on réduit l'épaisseur à 0,5 mm par polissage. L'examen microradiographique avec le rayonnement du cobalt révèle la ségrégation du chrome dans les espaces interdendritiques (*fig.* 2). Le chrome ayant un coefficient d'absorption plus grand que celui du fer ou du nickel apparaît en clair sur la micro-

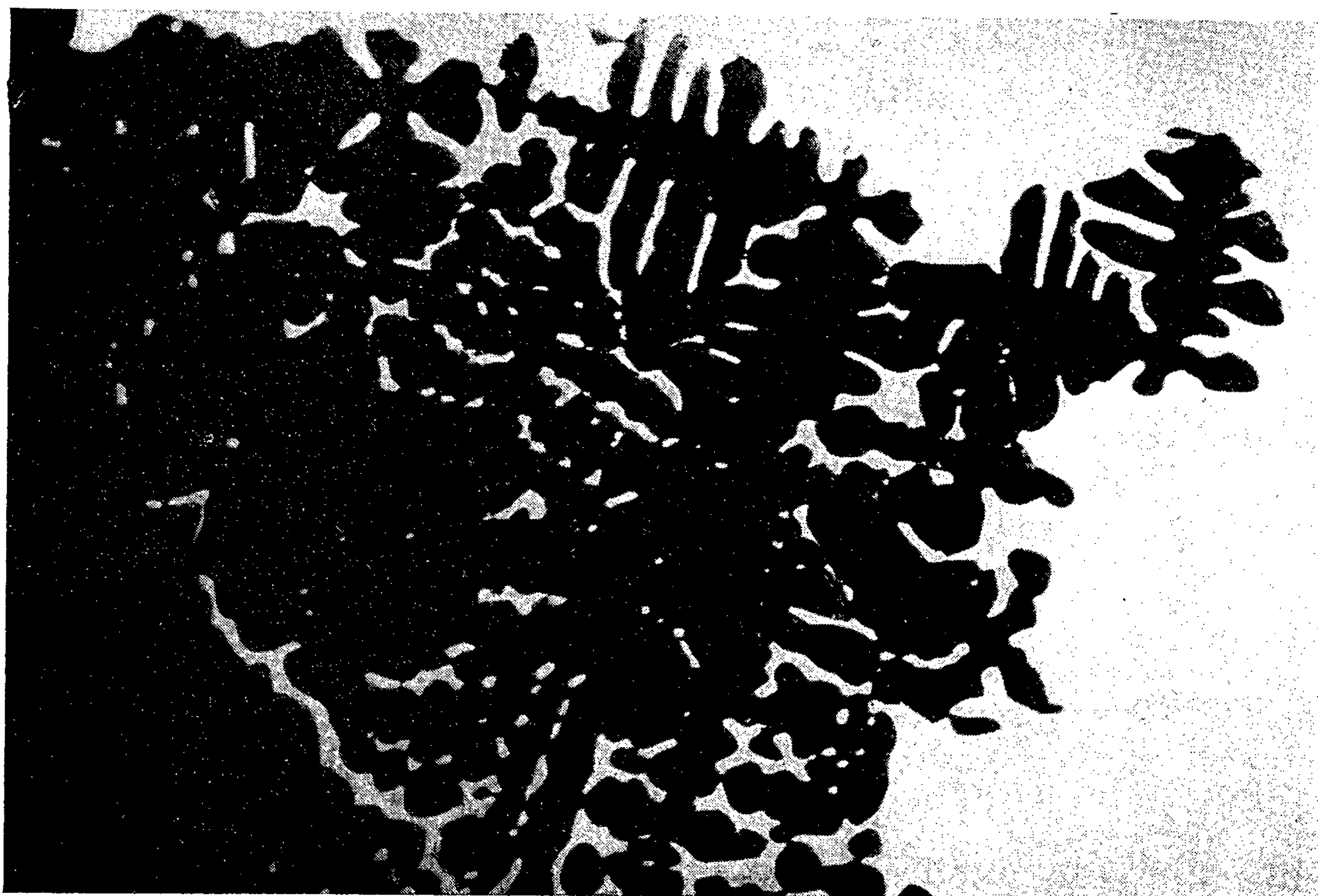


Fig. 3. — Dissolution sélective des espaces interdendritiques. Attaque anodique dans l'acide oxalique à 10 %. Éclairage par transparence. G = 150.

radiographie. Si l'éprouvette est alors attaquée anodiquement dans l'acide oxalique à 10 % dans les mêmes conditions qui permettent l'obtention des structures de corrosion en nid d'abeilles, on observe que les espaces interdendritiques se dissolvent très rapidement et l'on peut isoler l'édifice dendritique appauvri en chrome (*fig.* 3, éclairage par transparence).

Cette expérience confirme que la corrosion en nid d'abeilles observée sur les alliages fer-chrome et fer-chrome-nickel n'est autre que la mise en

évidence des régions appauvries en chrome autour de la précipitation intercristalline; nous rappelons que ces zones avaient été mises en évidence par Chevenard et Portevin par l'analyse thermomagnétique (4), (5).

(*) Séance du 7 janvier 1957.
(1) H. HATWELL, *Revue de Métallurgie*, octobre 1956, p. 729.
(2) *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1372.
(3) H. HATWELL, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1881.
(4) P. CHEVENARD et A. PORTEVIN, *Congrès International de Métallurgie*, 1933, Paris.
(5) P. CHEVENARD, 14e *Congrès de Chimie Industrielle*, Paris, octobre 1934.

RADIOCHIMIE. — *Oxydation des ions ferrocyanures en solution aqueuse par les rayons* γ. Note de MM. **XAVIER TARRAGO**, **ÉDOUARD MASRI** et **MARC LEFORT**, présentée par M. Frédéric Joliot.

En présence d'air les rayons γ oxydent les ions ferrocyanures en ferricyanures, lorsque le pH des solutions est inférieur à 11. Le rendement dépend du pH, de la concentration, de l'âge des solutions et peut atteindre la valeur initiale de $G = 7,5$ en milieu acide. A pH 12 on observe la réduction du ferricyanure. En absence d'air l'oxydation dépend beaucoup du pH et son rendement reste relativement faible ($G=0,95$).

L'étude du comportement des ions ferrocyanures sous l'effet des radiations ionisantes présente de multiples aspects intéressants. Fricke et Hart (1) ont montré en 1935 que ces ions étaient oxydés par les rayons X en ferricyanure avec un rendement constant, quel que soit le pH entre 2 et 11, que l'on peut évaluer à 1,02 en prenant comme rendement d'oxydation des ions ferreux la valeur 15,6 ions par 100 eV. Nous avons repris ce travail avec des sources de radiocobalt de 20 et 90 curies et nous avons trouvé que le comportement du système ferrocyanure-ferricyanure est beaucoup plus complexe que ne le laissaient prévoir les premiers résultats, et dépend du pH, de la concentration et de nombreux autres facteurs.

Le ferricyanure formé était dosé par spectrophotométrie à 420 mμ. Le coefficient d'extinction molaire est alors égal à 1075 ± 20 tandis que le ferrocyanure n'absorbe pas du tout à cette longueur d'onde. On a dosé également la somme ferro et ferricyanure à 281,4 mμ, longueur d'onde pour laquelle les coefficients d'extinction sont égaux pour les deux valences. Ces dosages ont permis de contrôler que le ferrocyanure disparu par irradiation était bien remplacé quantitativement par du ferricyanure. Si des ions cyanures ou des composés intermédiaires sont formés, ils n'existent qu'à l'état de traces.

Les expériences ont été conduites en général en *présence d'air*. Le barbotage d'oxygène dans les solutions n'a aucune influence.

Le débit utilisé a surtout été 6.10^{18} eV/h.g ($0,97.10^{5}$ rad/h).

a. A tous les pH et pour toutes les concentrations de ferrocyanure, l'oxy-

dation radiochimique est suivie d'un *effet prolongé.* Son étude cinétique a donné des résultats identiques à ceux de la réaction thermique d'oxydation du ferrocyanure par H_2O_2 pour laquelle on a trouvé que la vitesse est proportionnelle à la concentration de H_2O_2 et indépendante de celle du ferrocyanure. La quantité de ferrocyanure oxydée est faible par rapport à la quantité d'eau oxygénée décomposée.

Aux débits que nous avons utilisés, l'importance du phénomène au cours même de la durée d'irradiation est négligeable par rapport à la radiooxydation proprement dite. D'ailleurs la durée de l'irradiation était toujours assez courte devant celle de l'effet prolongé (plusieurs heures).

Toutes les valeurs qui seront indiquées par la suite correspondent au temps zéro de la fin de l'irradiation. On ne pouvait faire les mesures qu'une ou deux minutes après avoir interrompu et l'on extrapolait donc au temps zéro en utilisant les résultats de l'étude cinétique.

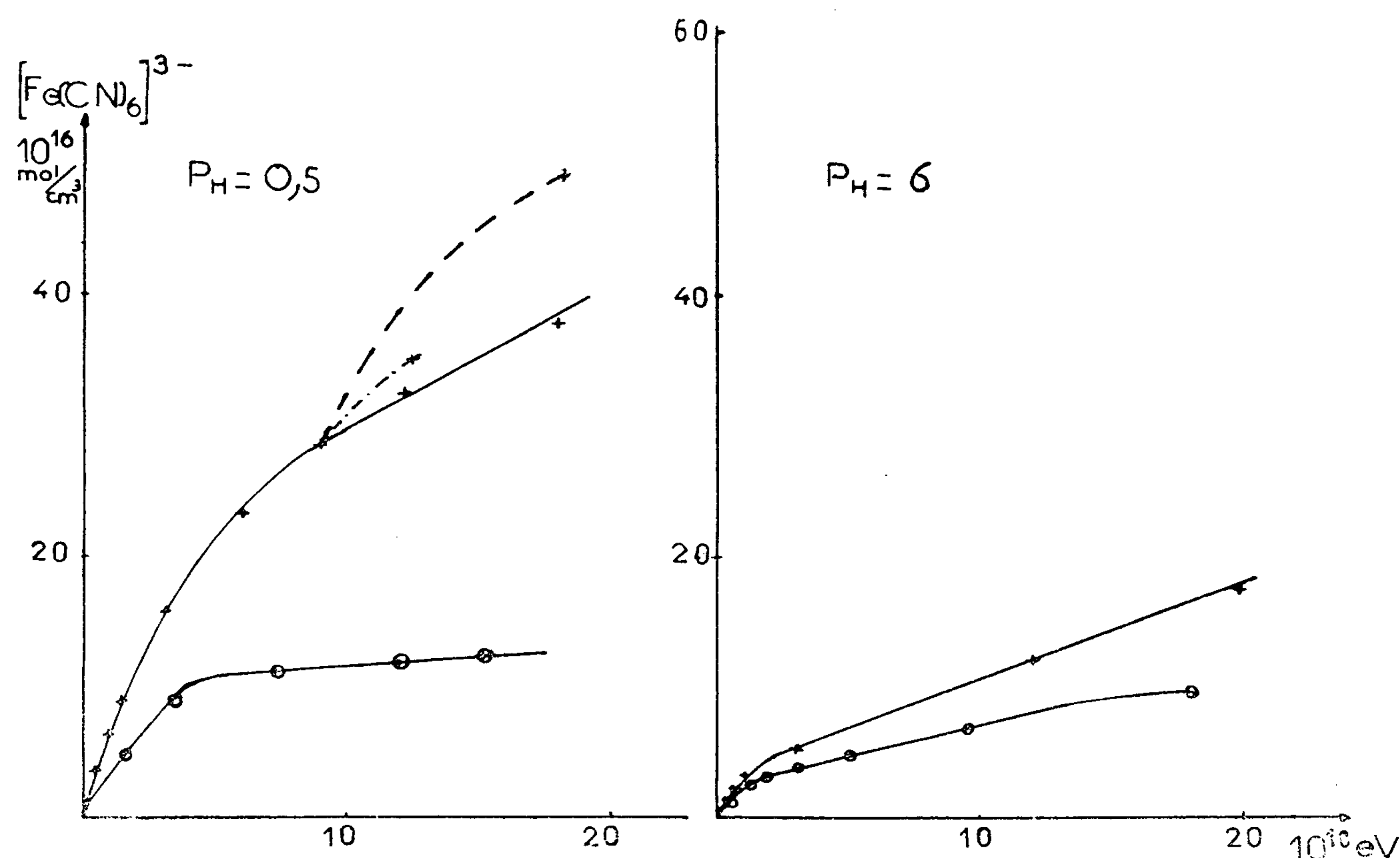
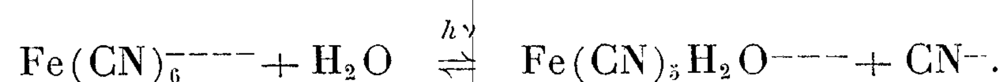


Fig. 1. —+— Concentration initiale 5.10^{-3} M de Ferrocyanure.
— — — » » 2.10^{-4} M »
- - - - interruption de 6 mn
-·--·- interruption de 2 mn

b. Les solutions fraîches, préparées par dissolution dans l'eau tridistillée de ferrocyanure de potassium purifié sont oxydées. Le pH varie de 6 à 9 au cours de l'irradiation et la courbe d'oxydation n'est pas une droite à rendement constant, mais présente deux tronçons dont le premier correspond à un rendement (²) initial G = 5,4, et le second rectiligne jusqu'à de fortes doses absorbées, a une pente de 0,95 ion par 100 eV (*figure*). Ces caractéristiques, trouvées

pour une concentration initiale en ferrocyanure de 5.10^{-3} M, restent valables à des concentrations plus fortes. En dessous de 5.10^{-3} M, l'allure des courbes reste la même, mais la pente du deuxième tronçon diminue : 0,45 pour 2.10^{-4} M. On peut remarquer qu'en extrapolant à une dose nulle, les deux droites correspondant aux concentrations de 5.10^{-3} et 2.10^{-4} M ont la même ordonnée à l'origine.

c. En opérant avec des solutions préparées plusieurs jours à l'avance, la partie rectiligne garde la pente de 0,95, mais se trouve déplacée vers des ordonnées plus petites, ce qui correspond à une importance moindre du premier tronçon. Ce résultat est obtenu également par addition aux solutions fraîches soit de cyanure de potassium 10^{-4} M, soit des composés aquopentacyanure de Fe^{II} ou de Fe^{III}, que nous avons préparés et qui, selon Lal ([3]), s'accumulent dans les solutions de ferrocyanure soumises à la lumière, selon la réaction



$$Fe(CN)_6^{----} + H_2O \overset{h\nu}{\rightleftharpoons} Fe(CN)_5H_2O^{---} + CN^-.$$

Le processus d'oxydation qui suit la deuxième partie rectiligne implique probablement le passage par un intermédiaire qui s'accumulerait, soit par irradiation tout au cours du premier tronçon, soit même par vieillissement à la lumière. Sa concentration atteindrait un niveau stationnaire pour une certaine dose absorbée et régirait ensuite la réaction radiochimique. Un indice a été recueilli en faveur de cette explication grâce aux expériences suivantes : Si l'on interrompt l'irradiation dans la région du deuxième tronçon pendant une dizaine de minutes et qu'on la reprenne ensuite, l'oxydation repart avec un fort rendement assez voisin du rendement initial. Si le temps d'interruption ne dépasse pas 30 s, on retrouve par contre la droite de pente 0,95. On obtient enfin des résultats intermédiaires pour des interruptions de 2,4 et 6 mn. *Un composé s'accumule donc sous l'influence du rayonnement, puis disparaît assez lentement dans l'obscurité sans oxyder le ferrocyanure.* Il ne peut s'agir de H_2O_2. On peut penser soit au couple aquopentacyanure de Fe^{II} — Fe^{III}, soit aux ions CN^- libérés au cours de sa formation. Sa concentration stationnaire est cependant très faible.

d. Le pH a une influence considérable sur les phénomènes d'oxydo-réduction du système ferrocyanure-ferricyanure. Les deux tronçons de courbes se retrouvent à tous les pH inférieurs à 9, mais, en milieu acide, le premier tronçon est beaucoup plus important qu'en milieu neutre. A pH 6, il atteint seulement la concentration de 5.10^{-5} M, alors qu'à pH 0,5, la deuxième partie rectiligne ne s'amorce qu'à 5.10^{-4} M. Le rendement initial est alors supérieur à 7 (*figure*). On retrouve les effets de concentration, d'interruption, de vieillissement des solutions, décrits à pH neutre. En solution alcaline, le rendement d'oxydation s'annule à partir du pH 11. Au-delà de cette valeur, le ferricyanure est réduit avec un rendement constant de $G = 2,0$ jusqu'à réduction totale. Au contraire, pour des pH inférieurs à 9, il n'y a pas réduction.

e. Un certain nombre d'expériences ont été faites en l'absence d'air. *L'effet prolongé n'a pas lieu*. Les résultats sont très voisins de ceux que l'on observe immédiatement après l'arrêt de l'irradiation pour les solutions aérées en milieu neutre. Par contre, à pH 0,5, la courbe d'oxydation prend très rapidement une pente de 0,95 comme en milieu neutre. Ce résultat est en opposition frappante avec la valeur de G = 8 que l'on trouve pour l'oxydation des ions ferreux libres en l'absence d'air.

f. Enfin nous avons observé en milieu neutre et surtout en milieu acide, un type de décomposition radiochimique qui n'apparaît que pour des concentrations supérieures à 10^{-2} molaire et des doses élevées. Il s'agit de la formation de ferrocyanure ferrique. Ce phénomène est probablement un *effet direct*, dont le rendement croît avec la concentration. On l'observe aussi en irradiant des *cristaux* de ferrocyanure.

(1) *J. Chem. Phys.*, 3, 1935, p. 596.
(2) Le rendement d'oxydation du fer en présence d'air est pris égal à G = 15,6.
(3) *Proc. Ind. Acad. Sc.*, **36** A, 1952, p. 244; **38** A, 1953, p. 522.

MACROMOLÉCULES. — *Chaîne moléculaire de la cellulose II*. Note de Mlle **Thérèse Petitpas**, MM. **Michel Oberlin** et **Jacques Mering**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Le modèle structural, proposé pour la chaîne de la cellulose II (1), est justifié par la discussion des données de photométrie *continue* des rayons X diffusés.

Il a été montré dans une Note précédente (1) que la chaîne de la cellulose II n'est pas conforme au modèle de Meyer et Misch (2), valable pour la cellulose I (modèle I). Un autre modèle (modèle II) a été proposé pour la chaîne de la cellulose II. Il a été indiqué en même temps que dans un corps aussi mal cristallisé que la cellulose, l'utilisation de la photométrie *continue* des rayons X diffusés est préférable à l'utilisation exclusive des intensités des réflexions discrètes. L'exploration continue de la section méridienne de l'espace réciproque présente des difficultés matérielles considérables. Nous nous sommes donc limités à l'exploration de deux domaines de l'espace réciproque :

a. celui de la tranche équatoriale, déjà utilisé dans un travail précédent sur la cellulose I (3);

b. celui d'un domaine cylindrique centré sur l'axe de révolution de l'espace réciproque.

L'ensemble (*a*) conduit à la distribution $P'(r)$ des projections *horizontales* r (3) des distances entre les atomes espacés de moins de 10,3 Å (période de la chaîne) dans la direction de l'axe de fibre. La contribution des distances entre les atomes appartenant à deux chaînes différentes ne se manifeste pas beaucoup

dans le domaine de $r < 2$ Å : la partie centrale de $P'(r)$ est pratiquement indépendante de l'arrangement entre les chaînes.

L'ensemble (*b*) conduit à une distribution partielle $P'(y)$ des projections *verticales* (parallèles à l'axe de fibre) y des distances interatomiques. Soit S_m le rayon du domaine cylindrique utilisé. La distribution $P'(y)$ représente la projection verticale de la distribution spatiale $P(r, y)$ ([3]) modulée par le facteur $J_1(2\pi r S_m)/\pi r S_m$ où J_1 est la fonction de Bessel de premier ordre. Pour une valeur convenable de S_m, la modulation atténue considérablement la contribution des distances interatomiques de r trop grand, et réduit ainsi $P'(y)$ à la contribution prépondérante des distances interatomiques à l'intérieur d'une chaîne. Nous avons obtenu ce résultat en choisissant $S_m = 0{,}186$ Å^{-1}.

Les deux distributions $P'(r)$ et $P'(y)$ ont été calculées d'après les données de photométrie obtenues sur l'échantillon de cellulose II, objet de la Note précédente ([1]). A ces distributions *expérimentales* on peut comparer les distributions *synthétiques* construites pour une chaîne unique, en appliquant au modèle I et au modèle II ([1]) le procédé déjà utilisé pour la ramie ([3]).

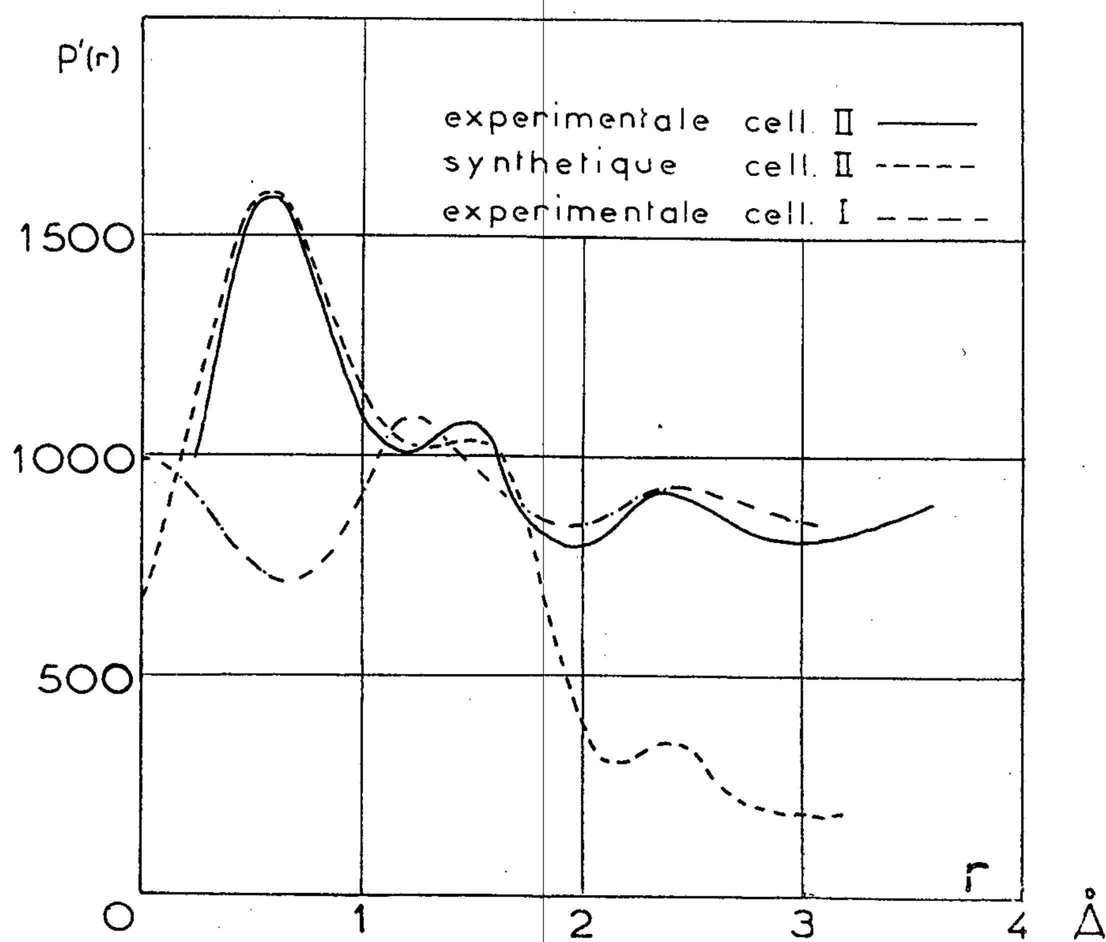


Fig. 1.

La figure 1 est relative à $P'(r)$. On remarque la différence entre la distribution expérimentale relative à la cellulose I et celle relative à la cellulose II. La première est conforme au modèle de Meyer et Misch ([3]). La seconde montre un accord satisfaisant avec la distribution synthétique construite à partir du modèle II. L'écart dans le domaine des $r > 2$ Å provient de ce que la courbe synthétique ne tient pas compte des chaînes voisines.

La figure 2 confronte les distributions $P'(y)$ synthétiques, relatives aux

modèles I et II à la distribution $P'(y)$ expérimentale obtenue sur la cellulose II. La coïncidence des positions des pics n'existe que pour le modèle II. L'accord quantitatif (forme et intensité des pics) n'est pas très bon. Cela tient sans doute à ce que l'influence des chaînes voisines n'est que partiellement éliminée dans le tracé de $P'(y)$ expérimentale, alors qu'elle n'intervient pas dans les distributions synthétiques.

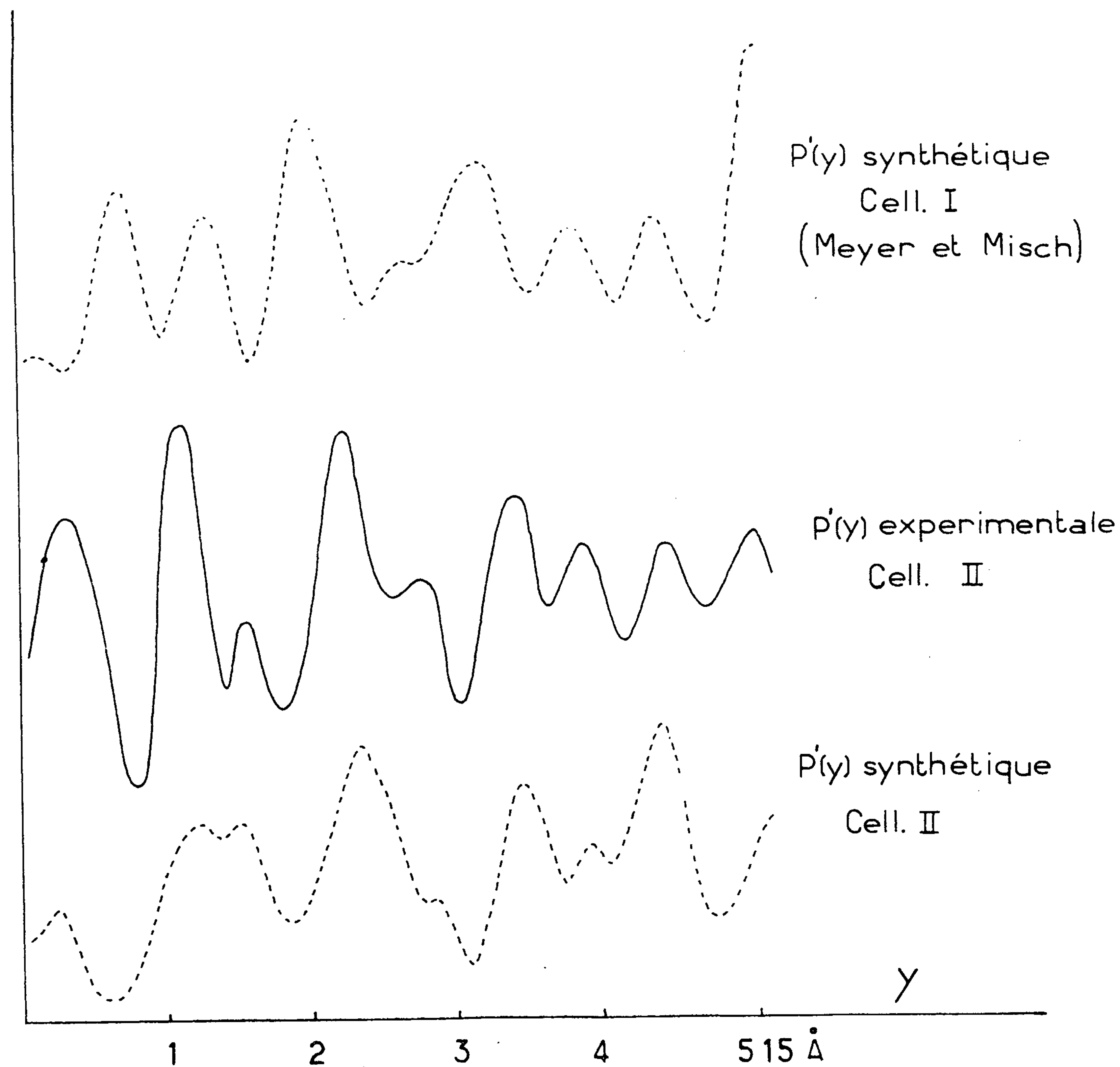


Fig. 2.

Il est utile de comparer les résultats de la présente Note aux résultats de la Note précédente ([1]). Il y a là un exemple de la valeur limitée des résultats que l'on peut obtenir par l'utilisation exclusive des réflexions discrètes (méthode A) et des avantages de l'utilisation de la photométrie continue (méthode B). Les deux projections expérimentales $P'(r)$ et $P'(y)$ peuvent être tirées de la distribution méridienne $P(r, y)$ déterminée par la méthode A ([1]). On obtient alors

des pics considérablement plus diffus et par conséquent moins nombreux que sur les courbes des figures 1 et 2. Les pics proches de l'origine disparaissent complètement dans le large pic à l'origine de la distribution $P(r, y)$. En particulier les deux premiers pics de la figure 1 se trouvent masqués par ce pic central. Ainsi la méthode A nous prive d'indication sur les distances interatomiques les plus courtes et rend plus diffus le reste de la distribution. Cet effet n'a rien d'inattendu, puisque seule la méthode B peut donner pour les distances intramoléculaires une distribution non affectée par des éléments de désordre pouvant intervenir dans l'arrangement mutuel des chaînes.

En conclusion, la méthode B apporte une justification plus valable du modèle structural de la cellulose II, proposé dans la Note précédente (1).

(1) T. Petitpas et J. Mering, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 47.
(2) *Helv. Chim. Acta*, 20, 1937, p. 232.
(3) M. Oberlin et J. Mering, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1046.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Sur la vie moyenne de l'azote actif.* Note (*) de M. **René Audubert** et Mme **Geneviève Calmar**, présentée par M. Eugène Darmois.

Suivant l'état de la surface, la dissociation de N_3Ag conduit pour l'azote actif à deux vies moyennes 40 et 16 s caractérisées par des spectres d'émission différents.

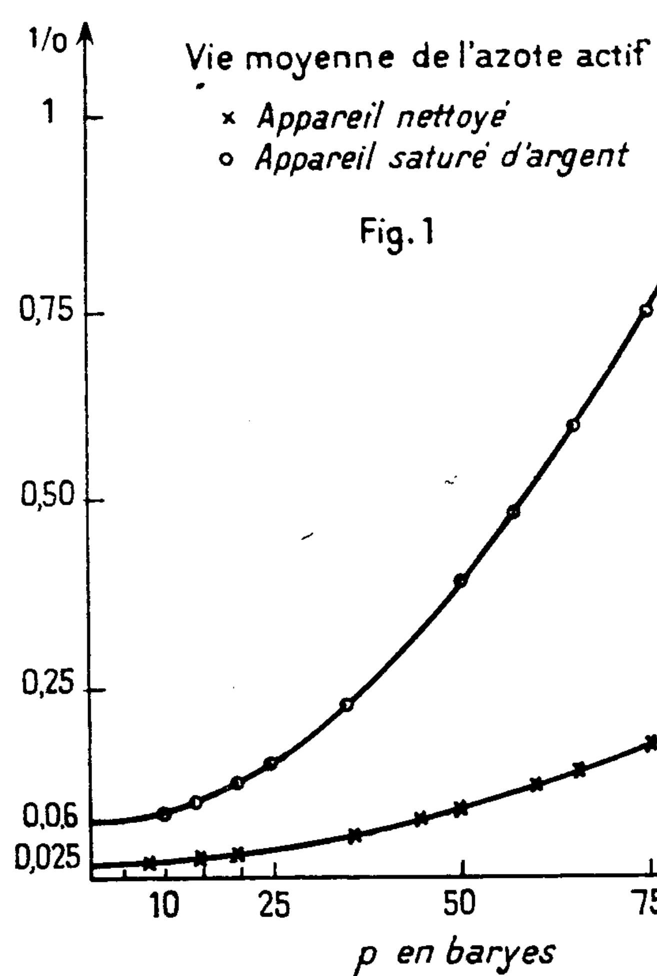
La thermolyse de N_3Ag donne de l'azote actif N_2^* qui en revenant à l'état normal libère un photon (1). L'étude spectrale montre que l'émission est caractérisée, entre 2 000 et 2 700 Å, par cinq bandes (2). La vie moyenne apparente de cet état métastable a été déterminée antérieurement à partir de l'électrolyse de solutions d'azotures alcalins et d'acide azothydrique au voisinage de la pression atmosphérique (3), on trouve $2,5.10^{-3}$ s à la pression normale et $4,7.10^{-3}$ s à 2 cm de Hg.

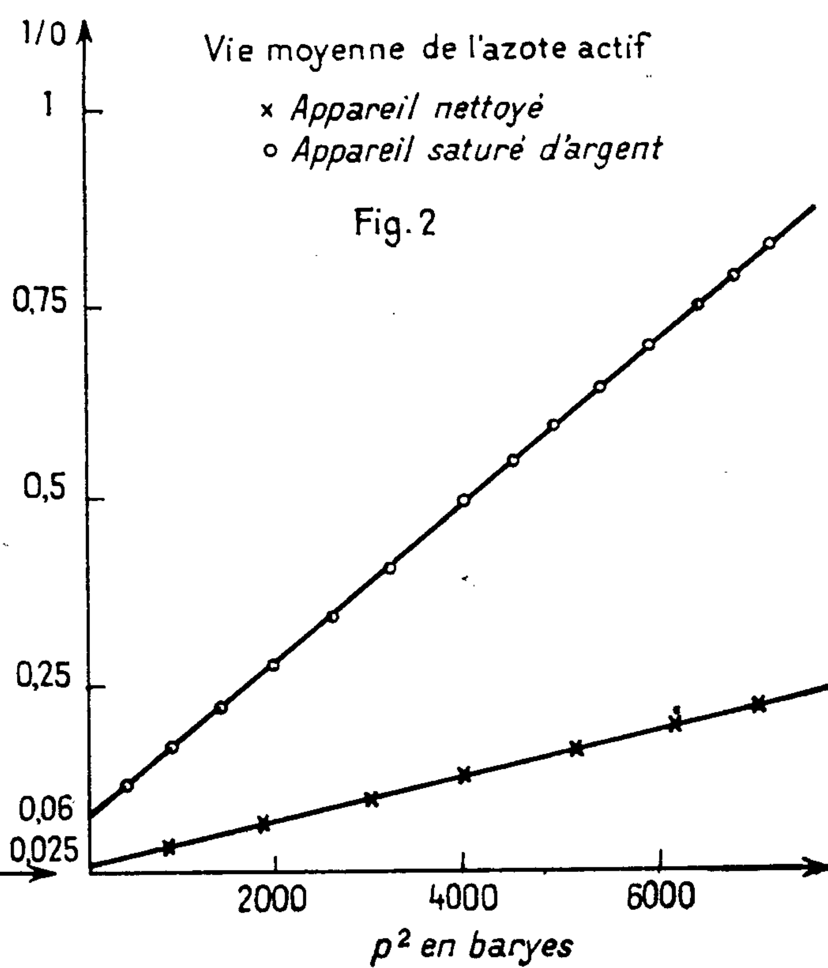
Dans le désir d'atteindre la vie moyenne vraie nous avons étudié la variation de cette grandeur dans le domaine des basses pressions (10^{-5} cm Hg).

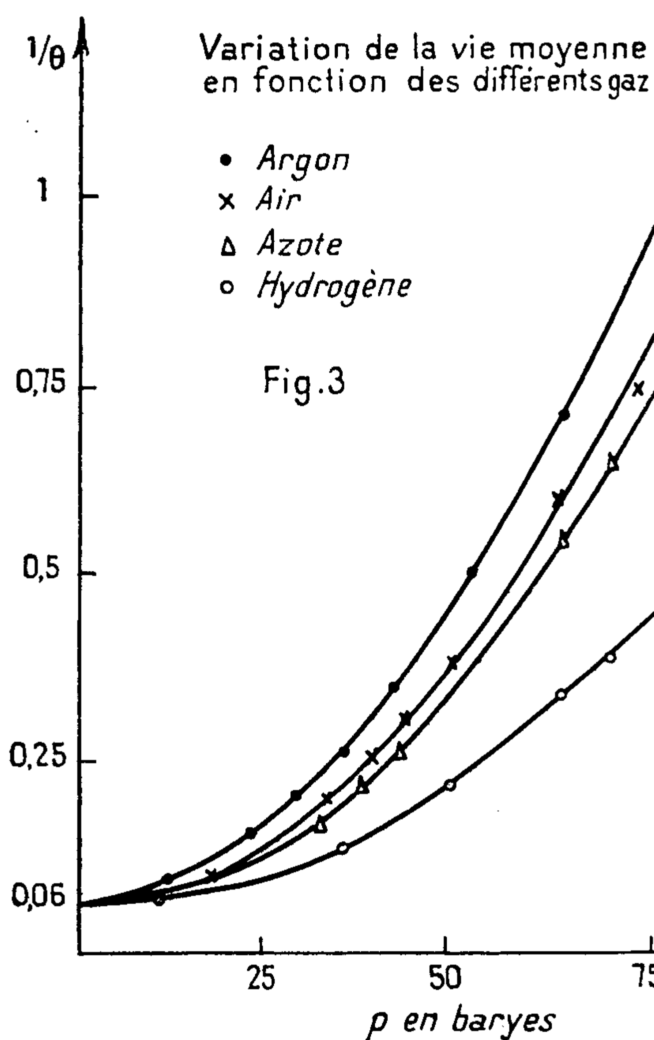
La méthode consiste à faire passer l'azote résultant de la thermolyse (265 à 275° C) dans un tube possédant sur son trajet trois fenêtres de quartz grâce auxquelles on mesure l'émission ultraviolette au moyen d'un photocompteur à Cu I (maximum de sensibilité 2 300 Å). Une vanne micrométrique permet de réaliser un entraînement régulier (H_2, Air, N_2, O_2, A_2) dont la vitesse est déterminée grâce à un débimètre. La vie moyenne apparente θ est donnée par

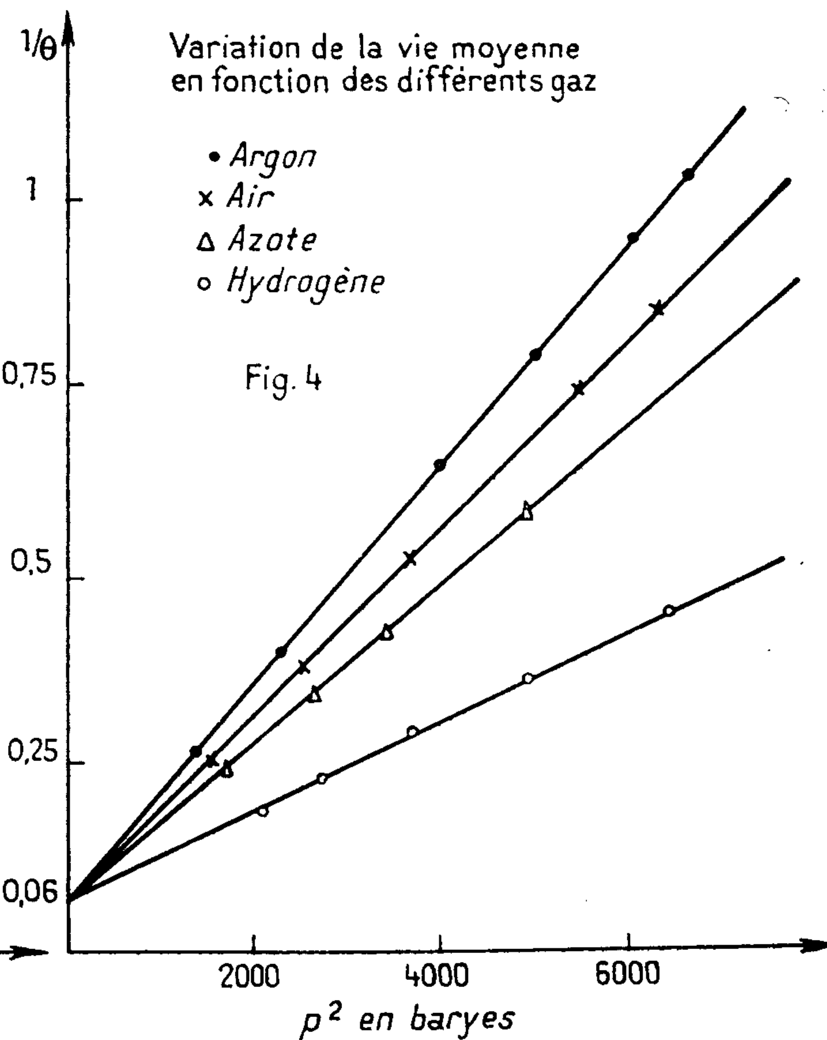
$$\theta = \frac{0,4343 \times 8\eta . l . h . S}{\pi r^4 (p_1 - p_2) \log \frac{I_1}{I_2}},$$

où η est la viscosité, r et l le rayon et la longueur du capillaire du débimètre, h l'écart entre deux fenêtres de quartz où l'émission mesurée est I_1 et I_2, enfin p_1 et p_2 les pressions à l'entrée et à la sortie du capillaire et S la section du tube laboratoire.



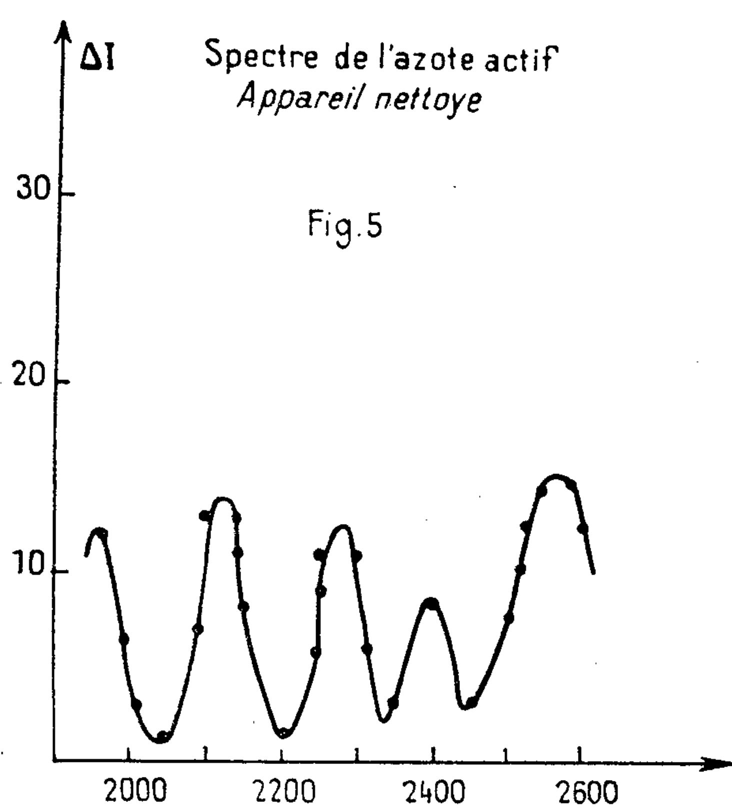


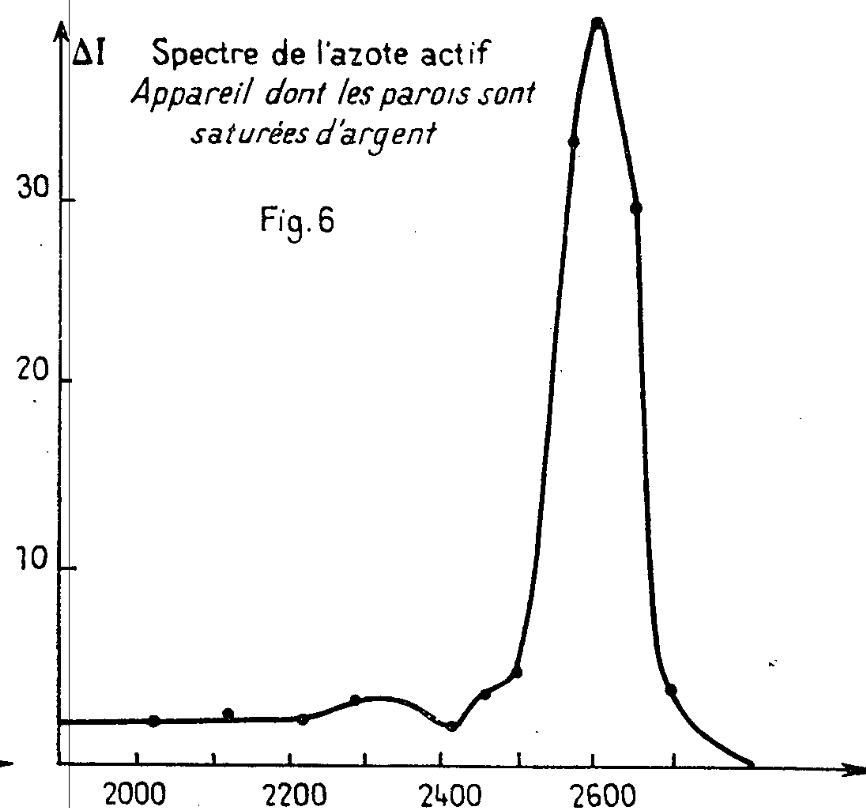




L'expérience montre que les courbes représentant la variation de I_0 avec la pression dépendent de l'état de surface de la paroi ; dans tous les cas elle sont

représentées par la relation $1/\theta = (1/\tau) + KP^2$ où τ désigne la vie moyenne vraie (*fig.* 2 et 4). Sur une paroi vierge on trouve $\tau = 40$ s, avec un tube saturé en argent on trouve 16 s. Les différents gaz n'ont une influence que sur la vie moyenne apparente ainsi que le montrent les figures 3 et 4.





L'analyse spectrale révèle, que lorsque la désactivation s'effectue sur une paroi fraîche l'émission à travers la fenêtre de quartz comporte cinq bandes comprises entre 2 000 et 2 700 Å, ces bandes sont les mêmes que celles qui ont été obtenues dans les thermolyses antérieures, où l'action de la paroi était inexistante (*fig.* 5). Si la paroi est saturée en argent l'émission ne présente plus alors qu'une seule bande voisine de 2 500 Å (*fig.* 6).

Ces faits établissent que l'azote actif obtenu lors de la thermolyse de l'azoture d'argent possède plusieurs niveaux d'excitation et chacun de ces niveaux serait caractérisé par une adsorption spécifique propre sur une paroi saturée en argent.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

(1) R. AUDUBERT, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 406; R. AUDUBERT et MURAOUR, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 431.

(2) R. AUDUBERT et C. RACZ, *Comptes rendus*, 210, 1940, p. 217; E. VERDIER, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 731.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Sur le parallélisme entre la constante de vitesse et le spectre d'absorption dans la réaction de Menschutkin.* Note (*) de M. **STEFAN POPOVICI** et M^lle **MARIANA POP**, présentée par M. Eugène Darmois.

L'influence du solvant sur la structure des molécules dissoutes, dans la réaction de Menschutkin, entraînant une variation simultanée des propriétés

physiques et chimiques, a permis d'établir un parallélisme entre la vitesse de réaction et le spectre d'absorption, ainsi que l'ont indiqué Scheibe [1] et ensuite Herold-Wolf [2]. D'après Scheibe [1] quand la réaction de formation de l'iodure de tétraéthylammonium se produit dans des solvants qui ne contiennent pas le groupe hydroxyle, le logarithme de la constante de la vitesse est proportionnel au déplacement du centre de gravité de la bande d'absorption de l'iodure d'éthyle.

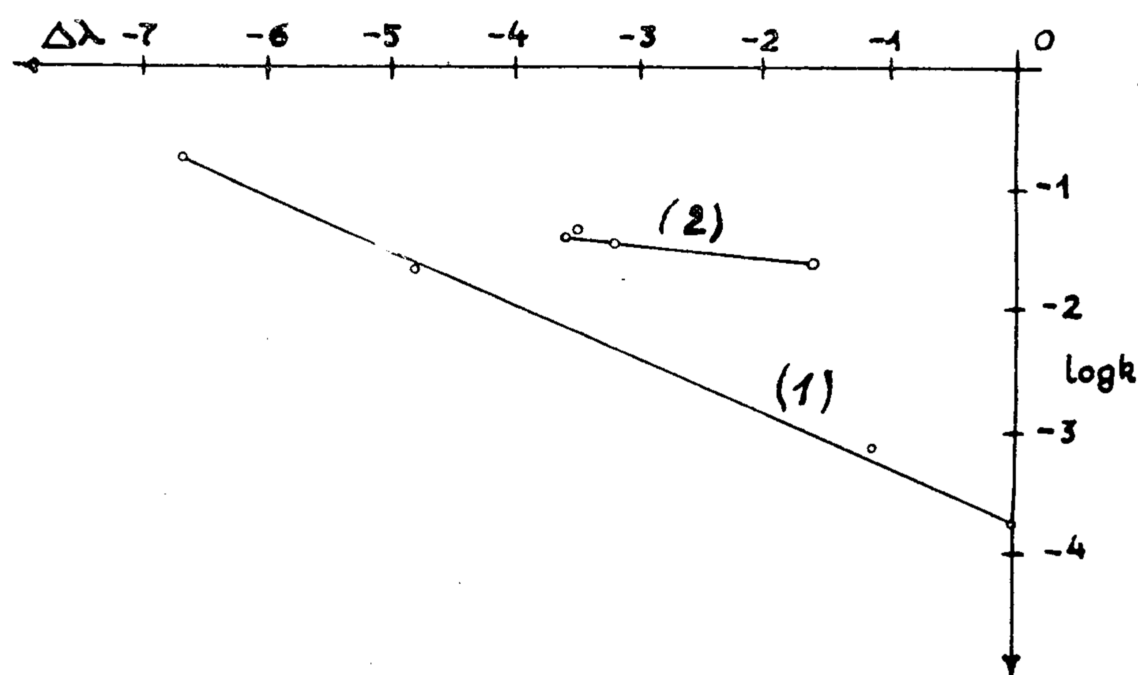
Dans cette Note nous nous sommes proposé de justifier la relation empirique de Scheibe et d'expliquer l'écart qui intervient quand on utilise comme solvants des alcools.

Si à l'aide des indications fournies par Scheibe [1] nous construisons un graphique en plaçant $\log k$ sur l'ordonnée et $\Delta\lambda$ sur l'abscisse et nous considérons comme solvant de référence l'hexane, pour les solvants qui ne contiennent pas le groupe hydroxyle, et l'alcool isobutylique pour les alcools, nous obtenons deux droites ayant les équations

$$\log k = \log k_0 + b\,\Delta\lambda, \tag{1}$$

$$\log k' = \log k'_0 + b'\Delta\lambda'. \tag{2}$$

Pour justifier ces relations empiriques, nous tenons compte de l'expression de la constante de vitesse que nous avons proposée dans une Note antérieure [3] : $\log k = \log P + \log \alpha_0 + [a - (1/RT)]A$, dans laquelle P caractérise les phéno-



mènes périphériques indépendants de la structure des molécules en réaction, α_0 la constante d'action limite correspondant à l'énergie d'activation nulle et a la déformabilité de la molécule définie par le rapport $a = (d \log \alpha)/dA$.

Soit

$$\log k_0 = \log P_0 + \log \alpha_0 + \left(a - \frac{1}{RT}\right) A_0, \tag{3}$$

l'expression de la constante de vitesse dans le solvant de référence et

$$\log k = \log P + \log \alpha_0 + \left(a - \frac{1}{RT}\right) A, \tag{4}$$

dans un solvant quelconque.

D'où par différence

$$\log k = \log k_0 + \log \frac{P}{P_0} + \left(a - \frac{1}{RT}\right)(A - A_0). \tag{5}$$

En comparant les expressions (5) et (1) il résulte que $\log(P/P_0) = 0$, c'est-à-dire $P = P_0$ ce qui signifie que dans ce groupe de solvants les phénomènes périphériques sont identiques ou très approchés.

De même il ressort que $A - A_0 = c\Delta\lambda$, d'où $A = c\lambda$ et $A_0 = c\lambda_0$, et l'expression de la constante de vitesse devient

$$\log k = \log k_0 + \left(a - \frac{1}{RT}\right) c\Delta\lambda.$$

En posant $[a - (1/RT)]\,c = b$ et admettant que $\log k_0$ représente le logarithme de la constante de vitesse de la réaction de formation de l'iodure de tétraétylammonium dans l'hexane, on retrouve la relation (1) établie empiriquement par Scheibe.

Si, dans le cas des alcools, on considère comme solvant de référence l'alcool isobutylique et l'on pose $[a' - (1/RT)]c' = b'$, on retrouve la relation empirique (2).

Pour conclure sur la cause de variation de b à b', quand on passe d'un groupe de solvants à l'autre, on calcule a à l'aide de la relation $a = (d\log\alpha)/dA$ et l'on compare les expressions de b et b'.

D'où il ressort que dans la réaction de Menschutkin l'énergie d'activation doit dépendre des mêmes facteurs que le spectre d'absorption donc de la structure des molécules en réaction.

Ce qui nous permet d'admettre qu'il peut exister une relation de la forme $A = F(\lambda)$, entre l'énergie d'activation et la longueur d'onde de la bande d'absorption, ou de celle qui caractérise une certaine liaison chimique. Ces considérations nous conduisent pour la constante de vitesse à l'expression

$$\log k = \log P + \alpha_0 + \left(a - \frac{1}{RT}\right) F(\lambda).$$

(*) Séance du 7 janvier 1957.

(1) SCHEIBE et coll., B. 60, 1927, p. 1415.

(2) W. HEROLD et K. L. WOLF, *Z. physik. Chem.*, B. 12, 1931, p. 200.

(3) P. POP et S. POPOVICI, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2638.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur une nouvelle méthode d'attaque des réfractaires en vue de leur analyse.* Note (*) de MM. **Félix Trombe** et **Marc Foëx**, présentée par M. Paul Lebeau.

On sait que de nombreux oxydes réfractaires ou mélanges d'oxydes sont, après passage à haute température, très difficiles à attaquer. En particulier, l'analyse de l'alumine, Al_2O_2, de la zircone, ZrO_2, de la mullite, $2\,SiO_2$-$3\,Al_2O_3$, du spinelle, Al_2O_3-MgO, etc., comportent, en premier lieu, une longue attaque alcaline à haute température. L'action du bioxyde de sodium, le plus souvent utilisée, doit être réalisé sur un produit finement pulvérisé. Le creuset choisi pour une telle opération est, en général, en nickel (métal qui est d'ailleurs attaqué).

Le broyage très poussé du réfractaire et le traitement en creuset de nickel introduisent des impuretés le plus souvent gênantes pour les dosages et en particulier pour les dosages colorimétriques de traces.

Les nombreuses études de réfractaires effectuées au laboratoire de l'Énergie Solaire de Montlouis, nous ont conduit à modifier les méthodes d'attaques classiques qui présentent les inconvénients cités plus haut.

Nous avons substitué aux oxydes alcalins trop volatils, la chaux qui permet d'opérer à plus haute température et d'obtenir ainsi sur les réfractaires des réactions extrêmement rapides. Pour réaliser une telle opération, les méthodes de fusion sans creuset, couramment employées pour le traitement des réfractaires par le rayonnement solaire, ont dû être modifiées. En effet, elles comportent toujours la réalisation d'un gradient de température dans la masse du produit traité; une partie seulement de ce dernier étant fondu ou fritté, l'autre servant de calorifuge.

Nous avons remplacé la méthode précédente par un dispositif permettant de réaliser l'attaque intégrale d'une masse déterminée de réfractaire par une quantité déterminée de chaux pure.

Le mélange chaux-réfractaire est traité sur une plaque de métal thermiquement très conducteur, qui est énergiquement réfrigéré dans sa masse. Nous avons observé, en effet, que les grands éclairements énergétiques qu'on peut obtenir au foyer d'un four solaire, éclairements qui sont capables de provoquer la fusion de la plupart des substances très réfractaires, ne peuvent échauffer considérablement les surfaces de métaux très conducteurs si, naturellement, ceux-ci sont énergiquement refroidis sur la face opposée à la face réceptrice du rayonnement.

L'expérience a porté surtout sur des plaques d'aluminium de quelques millimètres d'épaisseur. L'aluminium de très grande conductibilité calorifique ($\lambda = 0{,}5$ cal/cm^2/cm/s) peut évacuer dans sa masse les calories

apportées sur sa surface sans s'échauffer exagérément. Soumise à un éclairement énergétique de 300 cal/cm²/s (qui correspond à un rayonnement de corps noir de 3 500° C environ), la surface d'une plaque d'aluminium de 3 mm d'épaisseur doit rester à une température superficielle inférieure à 200° C. En réalité, la température obtenue superficiellement est plus faible (inférieure à 100° C). Le métal réfléchit une partie du rayonnement; cette température s'abaisse encore, en général, lorsque le métal est recouvert de la substance qu'on veut traiter, celle-ci recevant directement le rayonnement et servant d'écran.

Une série d'expériences effectuées avec une installation solaire verticale de 2,5 kW déjà décrite ([1]), ([2]), ([3]), a montré qu'on pouvait fondre sur plaque d'aluminium réfrigérée la plupart des oxydes réfractaires : zircone, oxyde de chrome, alumine, etc.

L'oxyde thermiquement peu conducteur est fortement surchauffé, ce qui peut permettre, dans certains cas, une volatilisation de ses impuretés. La séparation oxyde fondu-surface métallique est constituée par une mince pellicule de quelques dixièmes de millimètres d'oxyde non fondu. Le métal, après de nombreuses fusions, reste inattaqué.

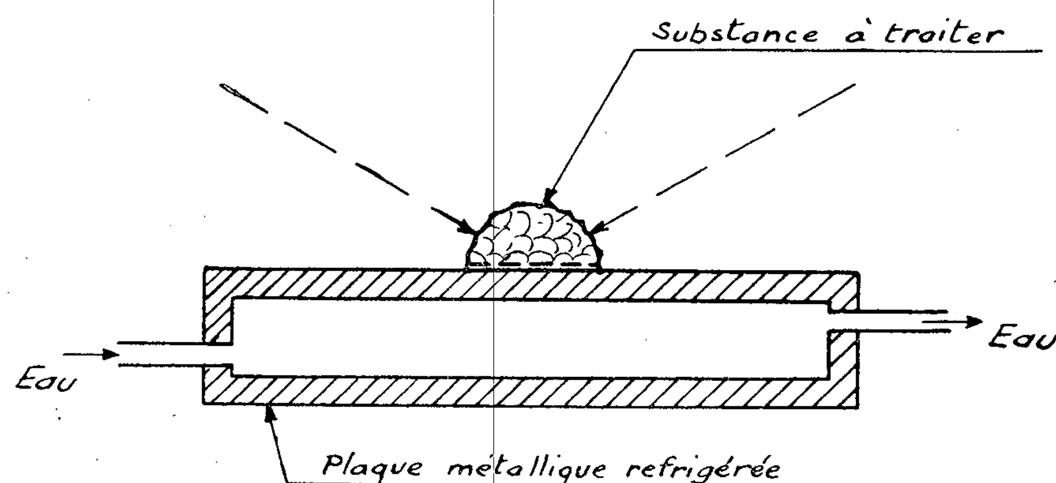


Fig. 1.

La figure 1 montre le dispositif opératoire pour le traitement à l'air libre. La figure 2, ce même dispositif pour le traitement en vase clos qui permet de réaliser des atmosphères variées au contact du produit traité et, éventuellement, de récupérer les produits volatilisés ou le gaz dégagé.

Dans le cas particulier des attaques de réfractaires par la chaux en vue de leur analyse, l'opération est effectuée suivant les cas à l'air libre ou sous ballon. Le produit non broyé qui peut être en un seul bloc d'une dizaine de grammes est placé sur une couche mince de chaux pure reposant sur la plaque métallique. Il est ensuite recouvert de chaux. Un premier traitement de quelques minutes donne un bloc fondu. Celui-ci est traité comme le premier entre deux couches de chaux. Après une troisième

opération, l'attaque est, en général, complète et le produit fondu est facilement attaquable par les acides.

Pour l'oxyde de zirconium, ZrO_2, il faut former le zirconate de calcium avec un excès de chaux, et fondre un poids égal d'oxyde et de chaux. Pour l'alumine, une proportion identique a donné de bons résultats.

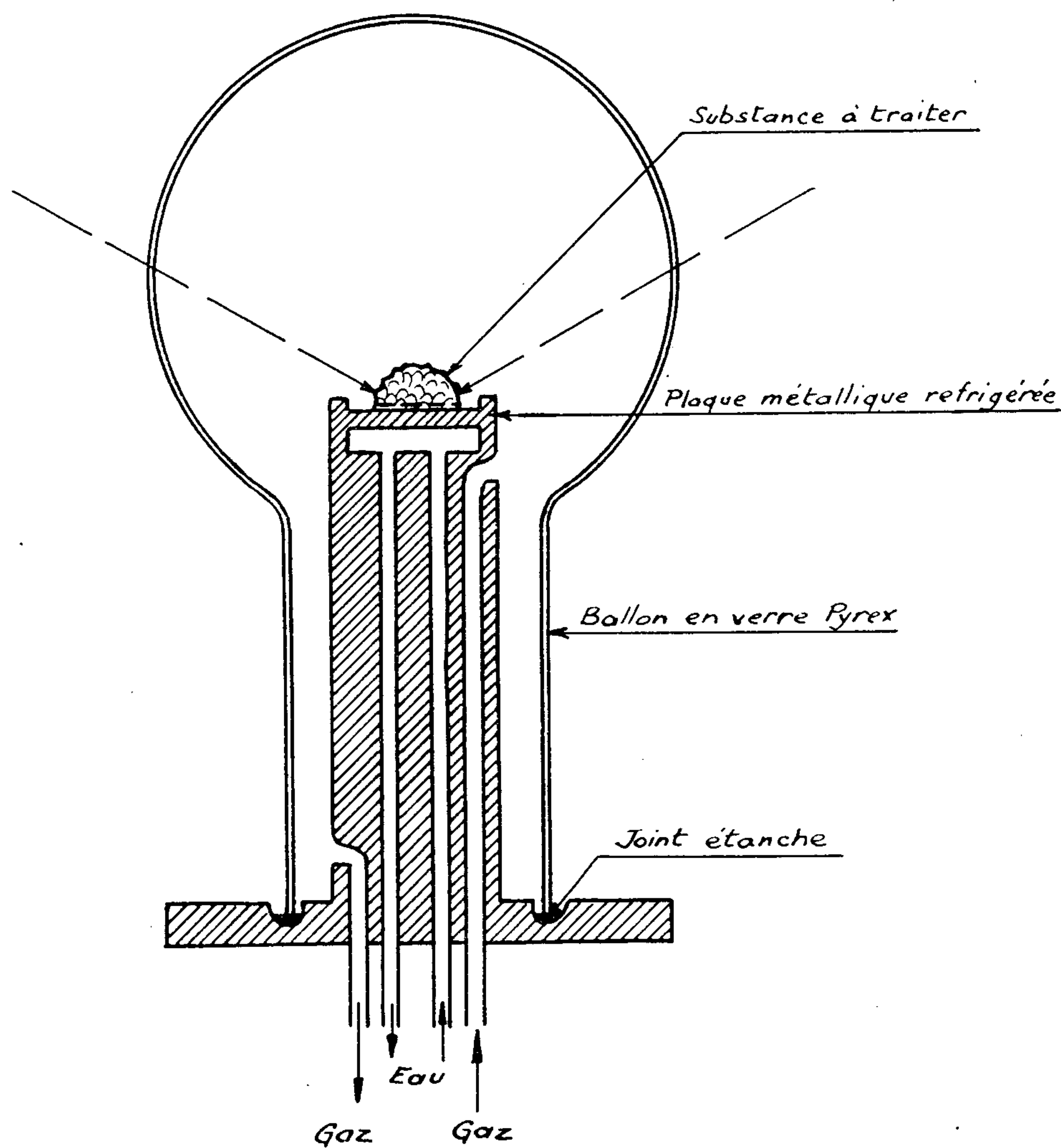


Fig. 2.

En résumé, l'attaque par la chaux pure, sur base d'aluminium pur, paraît simplifier beaucoup les analyses de réfractaires et, en particulier, la détermination colorimétrique de traces de silice, d'oxyde de fer, d'oxyde de titane, etc. Cette méthode mise au point avec l'aluminium et la chaux semble pouvoir être appliquée avec d'autres métaux conducteurs et d'autres matériaux d'attaque.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

(1) F. Trombe, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 20, 1953, p. 353.

(2) F. Trombe et M. Foëx, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 21, 1954, p. 1315.

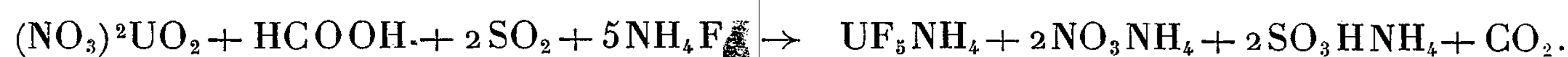
(3) F. Trombe et M. Foëx, *Colloque sur les hautes températures*, Paris, 1954, p. D 1.

CHIMIE MINÉRALE. — *Réduction directe des solutions de nitrate d'uranyle en présence d'ions fluorure*. Note de MM. **Michel Brodsky** et **Pierre Pagny**, présentée par M. Louis Hackspill.

Les fluorures doubles d'uranium et de métal alcalin sont préparés par réduction de la solution de nitrate d'uranyle, additionnée de fluorure alcalin, au moyen de l'acide formique et de l'anhydride sulfureux à 90°.

Le traitement, par l'anhydride sulfureux gazeux, d'une solution de nitrate d'uranyle additionnée de fluorure alcalin et d'acide formique provoque la précipitation d'un fluorure double d'uranium et du métal alcalin, du type UF_4, MF.

Cette réaction globale implique sans doute la formation intermédiaire d'acide hydrosulfureux par réduction de l'anhydride sulfureux au moyen de l'acide formique. Au fur et à mesure de sa formation, l'acide hydrosulfureux réduit à son tour le nitrate d'uranyle en nitrate uraneux, qui réagit sur le fluorure alcalin pour donner le fluorure double très peu soluble. La réaction globale pourrait s'écrire :



$$(NO_3)^2UO_2 + HCOOH + 2SO_2 + 5NH_4F \rightarrow UF_5NH_4 + 2NO_3NH_4 + 2SO_3HNH_4 + CO_2.$$

Les auteurs ont particulièrement étudié cette réaction en présence de fluorure d'ammonium ou de fluorure de sodium, mais ils se sont assurés qu'elle se produit dans des conditions analogues en présence de fluorure de potassium et aussi qu'une réaction similaire permet d'obtenir le fluorure double à partir de solutions de sulfate d'uranyle.

Les fluorures doubles d'uranium et de métal alcalin ont, dans les meilleures conditions opératoires, une solubilité de l'ordre de 40 mg/l. Il est donc possible de précipiter l'uranium par ce procédé avec un excellent rendement même à partir de solutions de sels d'uranyle relativement diluées.

La vitesse de réaction croît très vite avec la température. A 50° C les premières traces de précipité n'apparaissent qu'après 5 h d'agitation. A 70°, il se forme des quantités déjà appréciables de précipité après 3 h. A 90°, la réaction atteint son terme après 1 ou 2 h d'agitation suivant la concentration de la solution initiale. A cette température il est indispensable de munir l'appareil d'un réfrigérant à reflux, pour éviter la distillation d'une partie de l'acide formique.

La quantité d'acide formique pratiquement nécessaire, environ 0,6 g par gramme d'uranium, est sensiblement triple de celle qui correspond à la réaction stoechiométrique. De même la quantité de fluorure alcalin doit correspondre à un excès, par rapport à la théorie, compris entre 30

et 160 % suivant la concentration de la solution initiale. Cette quantité est ainsi, par exemple, de 2 g de fluorure d'ammonium par gramme d'uranium pour une solution contenant l'équivalent de 5 g d'uranium par litre; elle est de 1 g de fluorure d'ammonium par gramme d'uranium pour une solution dix fois plus concentrée. Quant à l'anhydride sulfureux, la quantité mise en œuvre correspond à la saturation de la solution à la température de 90°, un léger barbotage continu compensant les quantités effectivement consommées par la réaction.

Le pH de la solution, qui ne varie pas au cours de la réaction, est compris entre 3 et 4 suivant la concentration.

Si l'on suit, par l'analyse, la teneur en uranium de la phase liquide au cours de la réaction, on constate d'abord une diminution rapide et continue de cette teneur jusqu'à une valeur voisine de 40 mg/l, puis, au-delà, la teneur remonte d'une façon lente mais continue. C'est ainsi qu'après 6 h de barbotage de l'anhydride sulfureux à 90°, la teneur en uranium qui était de 33 mg/l après 2 h, était remontée à 238 mg/l.

Le fluorure double d'uranium et d'ammonium ou de sodium, formé au cours de la réaction, a une structure cristalline et une couleur d'un beau vert. Très dense, il dépose immédiatement dans les solutions non agitées et il se filtre très facilement sous vide. Sur filtre il convient de le laver avec une solution contenant 200 mg de fluorure alcalin par litre pour éviter toute redissolution. Il peut être séché à l'air libre vers 105° sans décomposition.

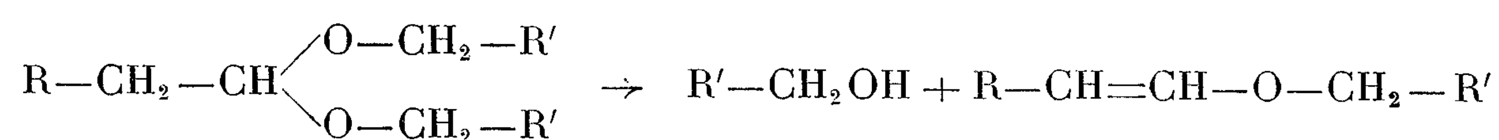
Cette réaction, qui permet de préparer le fluorure double avec un excellent rendement à partir de solutions même diluées de sels d'uranyle, présente un intérêt industriel. Dans les cycles de fabrication industrielle de l'uranium métallique, en effet, le nitrate d'uranyle est, jusqu'à présent, converti en fluorure uraneux en plusieurs stades correspondant généralement à la fabrication intermédiaire des oxydes UO_4, UO_3 puis UO_2 et ce dernier est converti en fluorure par l'acide fluorhydrique gazeux ou en solution, dont l'emploi industriel présente de sérieuses difficultés. A partir du fluorure double d'uranium et d'ammonium directement obtenu par la réaction décrite ci-dessus, il est aisé au contraire de préparer le fluorure simple d'uranium par dissociation vers 450°. Les fluorures doubles permettent aussi d'obtenir directement l'uranium métallique par réduction.

Enfin, du point de vue industriel, la réaction de préparation des fluorures doubles présente l'avantage de ne faire intervenir que des réactifs que le commerce fournit à un degré de pureté élevé et de se prêter parfaitement à une marche continue.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation d'acétals à partir d'échangeurs de cations.*
Note de M. **Pierre Mastagli** et Mlle **Paulette Lambert**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs ont préparé des acétals par action d'un alcool sur un éther-oxyde éthylénique en présence d'échangeurs de cations.

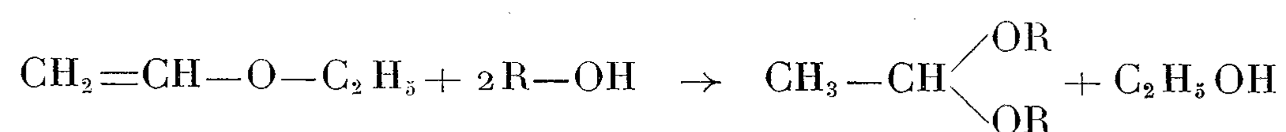
L'un de nous [1], en présence d'échangeurs de cations a pu préparer des acétals puis observer au cours de la réaction une désalcoolisation partielle de l'acétal, régénérant une molécule de l'alcool pour aboutir à une molécule d'éther-oxyde non saturé.



$$R-CH_2-CH\begin{cases}O-CH_2-R'\\O-CH_2-R'\end{cases} \rightarrow R'-CH_2OH + R-CH=CH-O-CH_2-R'$$

Nous avons pensé que nous étions en présence d'une réaction d'équilibre pouvant s'orienter dans un sens comme dans l'autre. On pouvait donc espérer obtenir un acétal par action d'un alcool sur un éther-oxyde éthylénique.

Comme catalyseur, nous avons employé un échangeur de cations, résine du type styrolène sulfoné (IR-120). L'éther-oxyde choisi étant l'oxyde d'éthyle et de vinyle. Nous avons successivement fait réagir les alcools butylique, heptylique et laurique. Dans tous les cas, avec des rendements différents selon les alcools, nous aboutissons à l'acétal symétrique cherché selon l'équation suivante car nous retrouvons de fortes quantités d'alcool éthylique.



$$CH_2=CH-O-C_2H_5 + 2R-OH \rightarrow CH_3-CH\begin{cases}OR\\OR\end{cases} + C_2H_5OH$$

Cependant, nous avons facilement mis en évidence que de l'acétaldéhyde se formait au cours de la réaction, indice qu'une partie du réactif vinylique se décompose ainsi :

$$CH_2=CH-O-C_2H_5 + H_2O \rightarrow CH_3-CHO + C_2H_5OH$$

Les constantes des acétals heptylique et laurique de l'acétaldéhyde ne sont pas connues, nous les avons identifiées :

1° par un dosage d'oxime : en présence de chlorhydrate d'hydroxylamine après plusieurs heures de contact;

2° par caractérisation de l'acétaldéhyde dégagé après hydrolyse de l'acétal à l'acide chlorhydrique dilué;

3° par distillation de l'alcool isolé après fixation de l'acétaldéhyde sous forme de combinaison bisulfitique.

Mode opératoire. — 1 mol-g d'éther-oxyde éthylénique et un poids égal d'IR-120 sont chauffés 3 à 4 h au bain-marie dans un ballon à trois tubulures surmonté d'un réfrigérant ascendant (la température du liquide se maintient vers 60°). 1 mol-g d'alcool est ajoutée goutte à goutte; l'emploi d'une molécule au lieu de deux nous a semblé justifié par suite de la formation d'aldéhyde et des pertes possibles de l'éther-oxyde vinylique, tous deux très volatils.

Après filtration des échangeurs, par distillation lente, nous retrouvons de l'acétaldéhyde, de l'éther-oxyde et de l'alcool éthylique. Puis, sous pression réduite l'acétal cherché est distillé.

Voici les résultats précis obtenus avec l'alcool butylique et l'oxyde d'éthyle et de vinyle : 75 g d'éther-oxyde, 75 g d'alcool et 75 g d'échangeurs permettent d'obtenir 22 g d'acétal, É 184-186°; n_D^{16} 1,410. Dosage d'oxime : P. M. calculé 174; trouvé 170.

Avec l'alcool heptylique : 75 g d'éther-oxyde, 110 g d'alcool et 75 g d'échangeurs permettent d'obtenir 70 g d'acétal $É_{15}$ 152-154°; n_D^{18} 1,432. Dosage d'oxime : P. M. calculé 258; trouvé 238.

Avec l'alcool laurique : 31 g d'éther-oxyde, 62 g d'alcool dissous dans 100 cm³ de benzène et 30 g d'échangeurs permettent d'obtenir 27 g d'acétal, $É_{15}$ 228°; n_D^{18} 1,442. Dosage d'oxime : P. M. calculé 383; trouvé 323.

En conclusion, les échangeurs de cations sont des catalyseurs pratiques et excellents pour préparer des acétals à partir d'éthers-oxydes vinyliques légers. Bien qu'une réaction secondaire démolisse une partie de l'éther vinylique, on peut dire que les rendements en acétals sont satisfaisants.

(1) Mastagli et Floc'h, *Bull. Soc. Chim.*, **21**, 1954, p. 51.

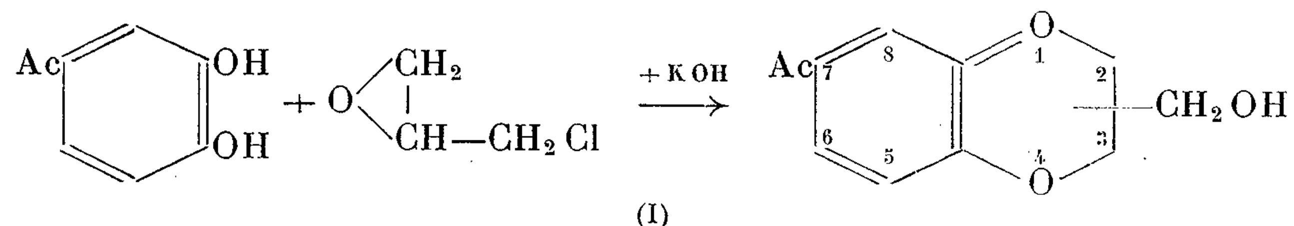
CHIMIE ORGANIQUE. — *Constitution des aminométhylbenzoylbenzodioxans isomères*. Note de M. **Albert Funke**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Par une synthèse conduisant à des aminométhybenzoylbenzodioxans, de constitution indubitable, on a pu déterminer la formule exacte des dérivés obtenus par la méthode habituelle.

Depuis la découverte des propriétés adrénolytiques des aminométhylbenzodioxans (1), de nombreux dérivés de ceux-ci, substitués sur le noyau aromatique, ont été décrits (2), mais, à notre connaissance, aucun dérivé acylé n'a encore été préparé.

Nous en avons obtenu un certain nombre, en faisant réagir en présence de potasse caustique, suivant la méthode habituelle (1), l'épichlorhydrine ou l'α.γ-dichlorhydrine de la glycérine sur un *o*-diphénol acylé, et en remplaçant l'hydroxyle de la fonction alcoolique par un chlore, puis par une amine. Dans ce cas, comme d'ailleurs dans celui des autres dérivés signalés dans la litté-

rature, la position du groupe aminométhylé par rapport à celui du substituant sur le noyau aromatique n'est pas défini. Or, deux isomères sont possibles et la méthode utilisée peut conduire à l'un quelconque de ceux-ci ou au mélange des deux.

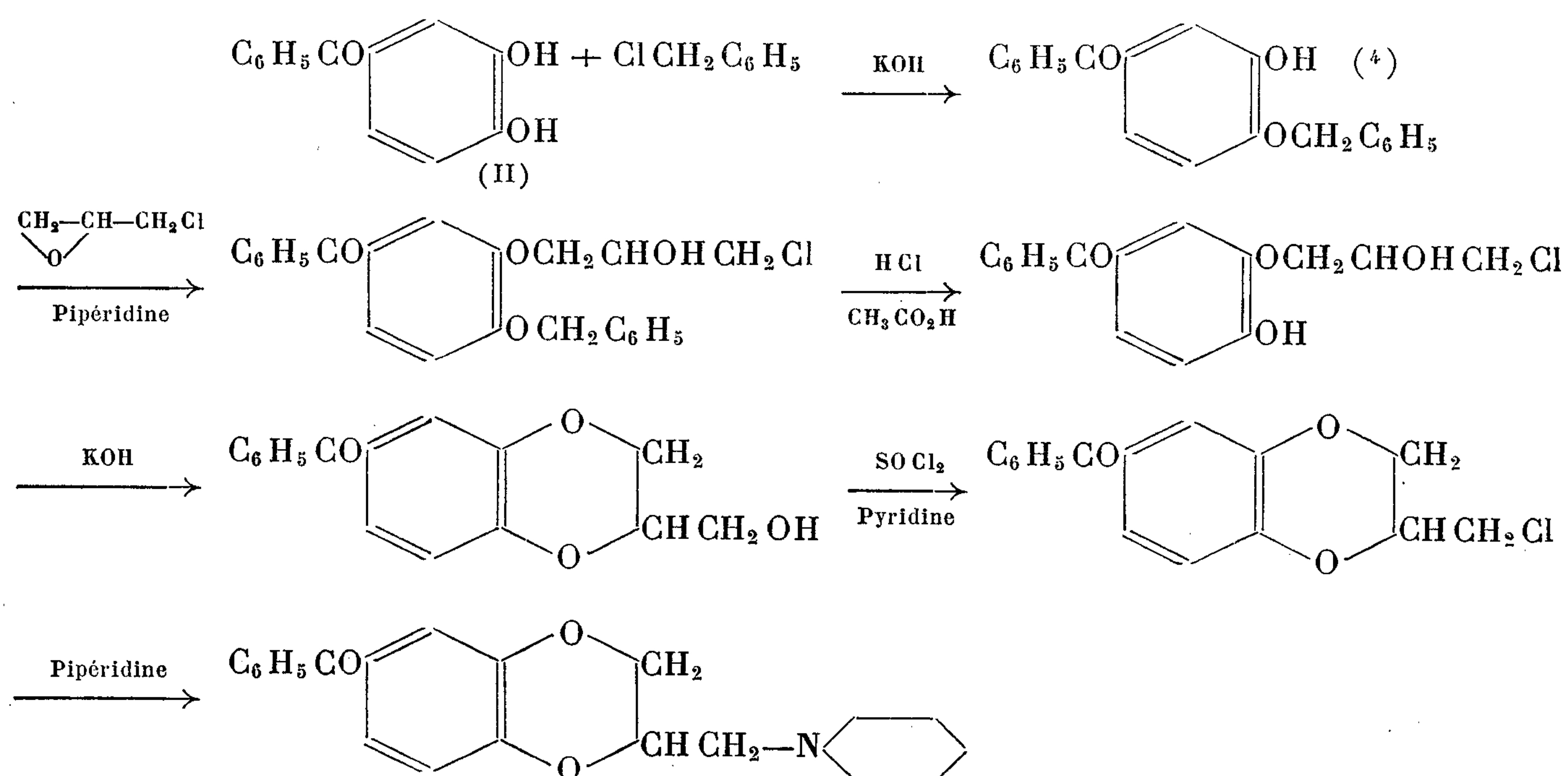


La constitution exacte de l'amine obtenue s'imposait d'autant plus que certains de ces corps manifestaient une activité pharmacologique intéressante, en particulier les dérivés benzoylés sur le noyau aromatique.

En effet, par action de l'épichlorhydrine sur la dihydroxy-3.4 benzophénone, on obtient, à côté d'une petite fraction solide fondant à 108°, une forte proportion d'hydroxyméthylbenzoylbenzodioxan sous forme d'une huile épaisse. Le chlorhydrate de pipéridinométhylbenzoylbenzodioxan préparé à partir de cette huile fond à 235° ([3]) après plusieurs recristallisations dans l'alcool éthylique.

Nous avons pu résoudre la question en imaginant une synthèse conduisant sans aucune ambiguïté à des aminométhyl-3 benzoyl-7 benzodioxans. Dans ce cas, l'hydroxyméthyl-3 benzoyl-7 benzodoxian obtenu intermédiairement est un produit cristallisé fondant à 108°, identique à la plus petite fraction des alcools de la réaction (I), et le chlorhydrate de pipéridinométhyl-3 benzoyl-7 benzodioxan qui en dérive fond à 193°. Le mélange des deux chlorhydrates fond à 183°. Ceci permet de conclure que la synthèse directe (I) fournit en prépondérance les aminométhyl-2 benzoyl-7 benzodioxans.

Voici le schéma des réactions :



Benzyloxy-4 hydroxy-3 benzophénone : F 133°; Rdt 42 %. C %, calculé 78,94; trouvé 79,06; H %, calculé 5,26; trouvé 5,44.

Benzyloxy-4 (γ-chloro β-hydroxypropyl)-oxy-3 benzophénone : F 90° : Rdt 80 %. C %, calculé 69,69; trouvé 69,84; H %, calculé 5,29; trouvé 5,34; Cl %, calculé 8,9; trouvé 8,73.

Hydroxy-4 (γ-chloro β-hydroxypropyl)-oxy-3 benzophénone : F 1[illegible]5°; Rdt 76 %. Cl %, calculé 11,58; trouvé 11,36.

Hydroxyméthyl-3 benzoyl-7 benzodioxan : F 108°; Rdt 90 %. C %, calculé 71,11; trouvé 71,23; H %, calculé 5,18; trouvé 5,23.

Chlorométhyl-3 benzoyl-7 benzodioxan : $É_{0,06}$ 185-190°. Cl %, calculé 12,30; trouvé, 12,26.

Chlorhydrate de pipéridinométhyl-3 benzoyl-7 benzodioxan : F 193°; Rdt 68 %. C %, calculé 67,46; trouvé 67,23; H %, calculé 6,42; trouvé 6,49; Cl %, calculé 9,50; trouvé 9,46.

(1) E. Fourneau et D. Bovet, *C. R. Soc. Biol.*, **113**, 1933, p. 388; E. Fourneau, P. Maderni et Mme de Lestrange, *J. Pharm. et Chim.*, 8e série, **18**, 1933, p. 185.

(2) Geigy, U. S. P. 2.366-611. *Chem. Abstr.*, 39, 1945, p. 1964; Swiss. P., **233.683**. *Chem. Abstr.*, **40**, 1946, p. 5072; Br. P., **565.573**. *Chem. Abstr.*, **43**, 1949, p. 4304.

(3) Tous les points de fusion ont été pris au microbloc de Kofler.

(4) Pour prouver la constitution de cet éther benzylique, nous l'avons méthylé par le sulfate de méthyle, puis débenzylé et avons ainsi obtenu la méthoxy-3 hydroxy-4 benzophénone, F 97°. (I. Ioffe, *J. Gen. Chem.*, **20**, 1950, p. 346; *Chem. Abstr.*, **44**, 1950, p. 6131).

GÉOMORPHOLOGIE. — *Recherches expérimentales sur le façonnement des graviers de quartz.* Note de MM. **Léopold Berthois** et **Jean Portier**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Le cylindre en béton utilisé pour ces expériences est celui précédemment décrit (1). Dans ce cylindre, nous avons introduit : 200 g de quartz en grains concassés, calibrés par tamisage à 8-6 mm (741 grains) et 1000 cm^3 d'eau distillée.

Tous les essais successifs n'ont porté que sur la gamme dimensionnelle initiale. Les grains recueillis après chaque essai sur les cribles de diamètres inférieurs ont été exclus et l'eau renouvelée. Nous avons ainsi obtenu une usure plus rapide qu'en présence d'une fraction limoneuse (*voir* 3°, *loc. cit.*).

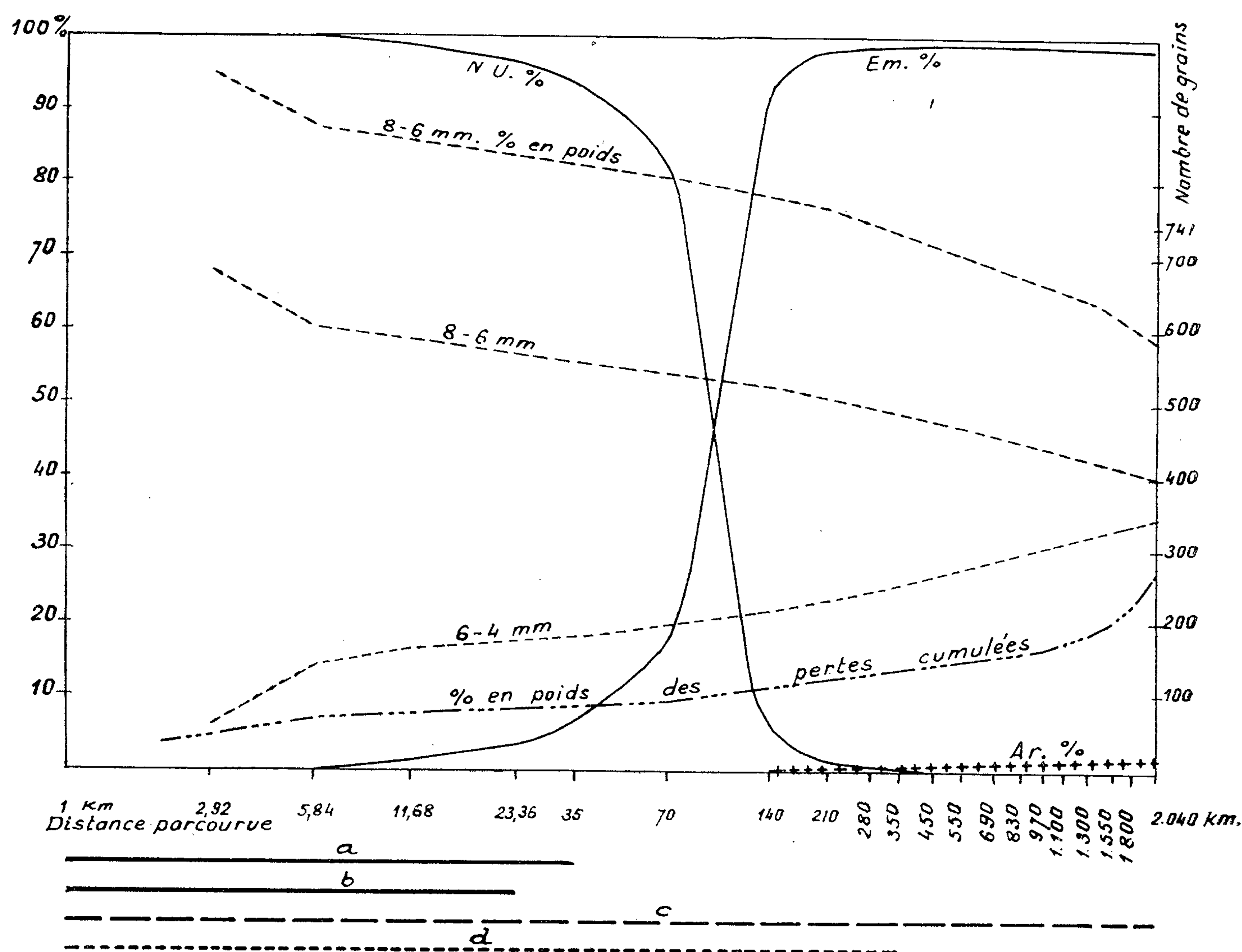
Le mode opératoire est resté le même que pour le quartzite (*loc. cit.*). Les expériences ont dû être arrêtées après 2 040 km de parcours, le nombre de grains de 8-6 mm se trouvant réduit à 398. Les principaux résultats obtenus sont représentés sur le graphique.

Ces résultats montrent que :

1° L'usure est marquée dans les premiers kilomètres du parcours et devient très faible ensuite :

Parcours (km)........	2,92	5,84	11,68	35	450	2 040
Perte (% au km)......	0,770	0,458	0,051	0,026	0,011	0,005

(Les dernières valeurs ne représentent qu'un ordre de grandeur).



N. U., non usés; Em, émoussés; Ar, arrondis.

Traits discontinus : granulométrie des deux principales dimensions (en nombre : échelle de droite; en % : échelle de gauche).

Pourcentage des pertes : échelle de gauche.

Bas de graphique : mode d'usure :

a. Éclatement en deux morceaux quasi identiques;
b. Arrachement de petites écailles : émoussement;
c. Usure par frottement : polissage;
d. Broyage donnant un produit fin.

2° Les courbes granulométriques numériques des dimensions 8-6 mm et 6-4 mm peuvent être divisées en tronçons dont les équations ont été

calculées; les équations des tronçons du parcours supérieur à 625 km sont :

$$\text{Grains de 6-8 mm : } y = -\frac{3}{70}x + 454;$$

$$\text{» 6-4 mm : } y = -\frac{3}{70}x + 254.$$

Elles permettent de calculer qu'après un parcours de 2 683 km le nombre de grains du résidu sur le tamis 6 sera égal au nombre de grains franchissant ce crible. Ce résultat était atteint, pour le quartzite (*loc. cit.*), après 40 km. Le quartz s'use donc 67 fois moins vite que le quartzite.

3° Les résultats morphoscopiques doivent être considérés comme indicatifs, mais non significatifs. Malgré la réduction à trois types de grains, l'attribution de certains d'entre eux à une forme déterminée est encore douteuse. Il en ressort cependant : *a.* qu'après un parcours de 70 km très peu de grains portent des stigmates de ce transport et que les grains non usés ne disparaissent complètement qu'après un parcours d'au moins 350 km.

b. La courbe des pourcentages des grains émoussés a une forme inverse de celle des grains non usés.

c. Les grains arrondis n'atteignent que 1,5 % après 2 040 km de parcours, mais ces grains arrondis sont encore irréguliers et fort éloignés des formes subsphériques observées dans la nature.

4° En fin de parcours, les grains de 8-6 mm ont le même faciès émoussé luisant que des graviers de même diamètre recueillis en Loire en amont de Saumur, mais certains grains de quartz de fleuve sont nettement plus usés. Les graviers de la Loire présentent en outre une patine ocreuse.

5° Nous avons montré qu'après quelques centaines de kilomètres l'usure devient très lente. Par conséquent, les grains subsphériques, polis, observés dans la nature ne peuvent atteindre cette perfection qu'après un transport si long qu'il ne paraît guère réalisable dans un seul cycle sédimentaire.

(1) L. Berthois et J. Portier, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1778.

GÉOPHYSIQUE. — *Étude photoélectrique du spectre du ciel nocturne entre* 0,7 *et* 1,1 μ. Note de M. **Maurice Dufay**, présentée par M. Jean Cabannes.

Le spectre du ciel nocturne a fait l'objet d'études récentes dans le proche infrarouge au moyen de récepteurs photoélectriques. La région 0,7-1,1 μ du spectre a été observée par Krassovsky et ses collaborateurs [1] au moyen d'un transformateur d'images et par Kron [2] avec une cellule à

multiplicateurs d'électrons; celle allant de 1 à 2 μ a été explorée par Valance Jones et Gush [3] qui se sont servis d'une cellule à PbS. Le pouvoir de résolution des spectrogrammes obtenus par ces divers auteurs ne descend pas au-dessous de 100 ou 200 Å.

J'ai repris l'étude de la région 0,7-1,1 μ du spectre en utilisant une cellule photoélectrique à multiplicateurs d'électrons placée derrière un monochromateur. Ce dernier, établi suivant le schéma classique de Pfund, comporte deux miroirs sphériques identiques de 80 cm de distance focale et de 18 cm de diamètre, et deux miroirs plans percés de deux ouvertures rectangulaires derrière lesquelles sont placées les fentes d'entrée et de sortie de hauteur 50 mm. Les miroirs sont dorés. Le système dispersif est un réseau rectangulaire à échelons, à 600 traits/mm, assurant un maximum de concentration de la lumière à 0,95 μ dans le spectre du premier ordre. La dispersion dans le plan de la fente de sortie est de l'ordre de 20 Å/mm. Un système condenseur à trois lentilles composées dont la dernière est ouverte à *f*/1 est placé directement derrière la fente de sortie. Il projette sur la photocathode de la cellule une petite image monochromatique du réseau. Un filtre rouge arrête la radiation du spectre du second ordre superposée à la radiation observée.

Le système détecteur comporte une cellule Lallemand à 19 étages d'amplification dont la cathode à Cs-O-Ag est sensible jusque vers 1,1 μ. La cellule, placée dans une double enceinte calorifugée, est refroidie par de la neige carbonique. Le signal de sortie est reçu sur un enregistreur à plume par l'intermédiaire d'un adaptateur d'impédance dont la constante de temps peut être choisie à volonté. Un dispositif mécanique permet d'obtenir par rotation du réseau un enregistrement continu du spectre de 0,7 à 1,1 μ en 15 mn.

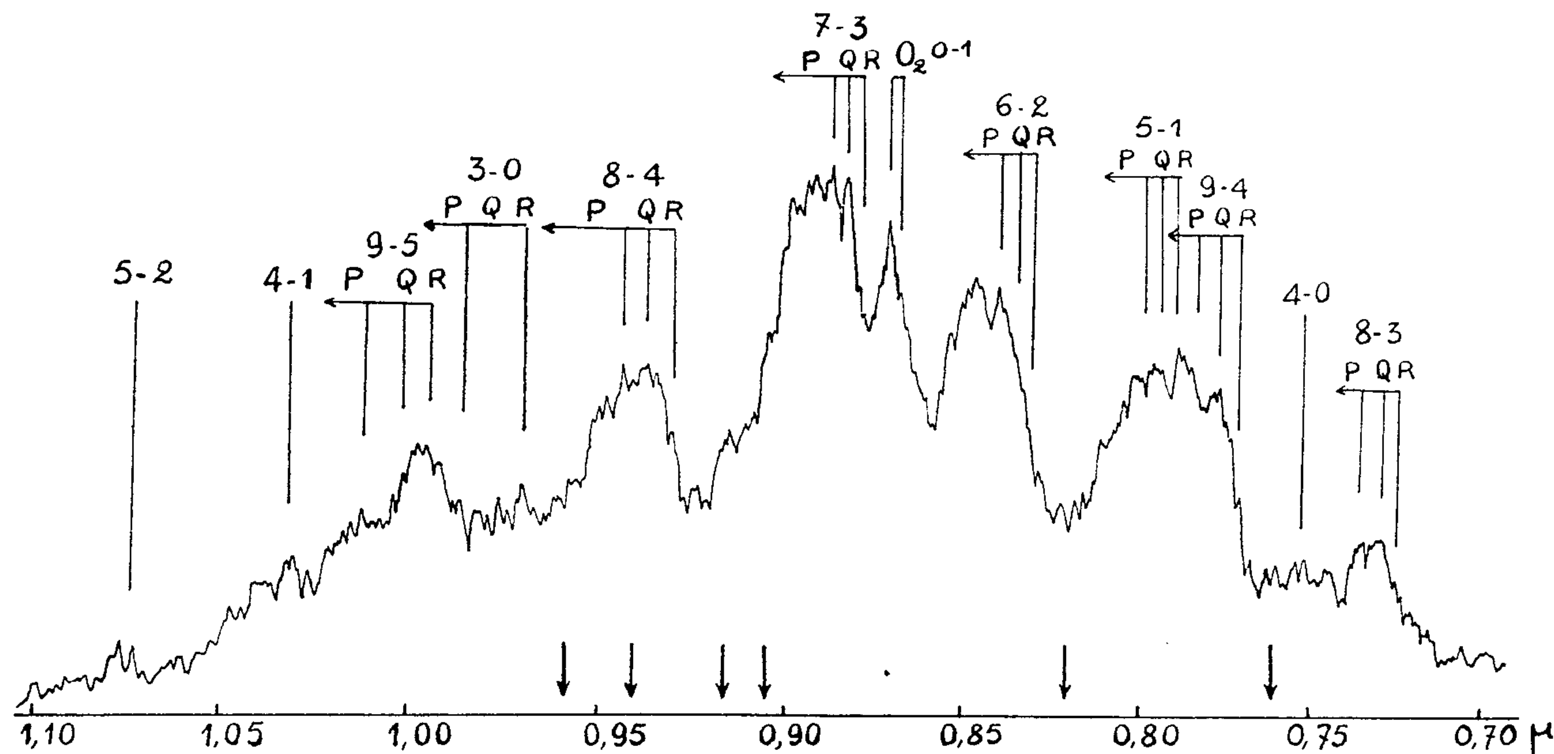
La sensibilité spectrale de l'appareil, étudiée à l'aide d'une lampe à ruban de tungstène étalonnée, est maximum vers 0,85 μ; elle est réduite de moitié vers 1 μ et s'annule vers 1,2 μ.

La nécessité de refroidir énergiquement la cellule conduit à de grosses difficultés expérimentales. On élimine les condensations de vapeur d'eau sur la surface des lentilles en les réchauffant légèrement. On évite en outre toute entrée d'air humide dans l'enceinte de la cellule en reliant celle-ci à l'atmosphère extérieure par l'intermédiaire d'un réservoir de grand volume rempli d'alumine activée.

Moyennant ces précautions, j'ai pu réunir à l'Observatoire de Haute-Provence au cours du dernier trimestre de 1956 une cinquantaine d'enregistrements corrects, pris avec des largeurs de fente variables de 1,5 à 5 mm. La figure ci-jointe reproduit l'un de ceux-ci à l'échelle 1/2.

Ce sont naturellement les bandes de vibration-rotation de OH qui sont

prédominantes dans le spectre. Les bandes 8-3 et 9-4 apparaissent sur tous les enregistrements. La séquence $v' - v'' = 4$ est représentée par les bandes 4-0, toujours faible, 5-1, 6-2, 7-3, 8-4 et 9-5 intenses. On observe enfin sur les meilleurs enregistrements les bandes 3-0, 4-1 et 5-2; cette



Enregistrement du 12 novembre 1956. Les flèches verticales indiquent la position des plus fortes bandes d'absorption de la vapeur d'eau.

dernière se trouve dans la région de sensibilité limite de la cellule. Dans une même séquence, les intensités des bandes croissent en même temps que v'. Des mesures préliminaires ont donné pour les bandes les plus intenses les résultats suivants :

$v' - v''$	8-3.	9-4.	4-0.	5-1.	6-2.	7-3.	8-4.	9-5.
Intensité (échelle arbitraire)	0,37	0,65	0,31	0,62	0,80	0,95	1,05	1,25

Le pouvoir de résolution des meilleurs enregistrements, de l'ordre de 30 ou 40 Å, ne permet pas d'analyser la structure complexe des trois branches dédoublées P, Q et R. On observe cependant très nettement les arêtes des branches R et leur position coïncide bien avec les longueurs d'onde théoriques déduites des dernières données expérimentales de Chamberlain ([4]). La branche Q se manifeste par un maximum unique au voisinage de Q_2. Le grand étalement de la branche P permet parfois d'observer les différentes composantes. Des superpositions rendent souvent difficile l'analyse du spectre (bandes 9-4 et 5-1, 3-0 et 9-5, 9-5 et 4-1). Du côté des grandes longueurs d'onde, on note vers 9 970 Å un maximum important qui peut correspondre à la superposition de la raie P_4 de la bande 3-0 et de la branche R de la bande 9-5.

La bande 0-1 de l'oxygène est toujours bien visible, souvent dédoublée en ses deux branches P et R. L'examen de la série d'enregistrements

confirme que l'intensité de cette bande est sujette à des variations importantes sans corrélation avec celle des bandes de OH.

Ces premières expériences ont montré que la région 0,7-1,1 μ du spectre du ciel nocturne est accessible à un enregistrement rapide à l'aide d'une cellule à Cs-Ag-O. Après amélioration de la sensbilité par traitement des surfaces réfléchissantes, et de la définition par perfectionnement de la mécanique d'entraînement du réseau, on doit pouvoir obtenir des résultats comparables dans l'infrarouge photographique à ceux obtenus sur des poses de plus de 20 h; on étend en outre très notablement le domaine d'investigation du côté des grandes longueurs d'onde.

(1) V. J. Krassovsky, *Uspeki Phys. Nauk*, 47, 1952, p. 493; V. T. Hukashenia et V. J. Krassovsky, *Doklady Acad. Nauk U. R. S. S.*, 79, 1951, p. 241; 80, p. 735 et 81, p. 811; B. A. Bagariazky et N. I. Fedorova, *Doklady Acad. Nauk U. R. S. S.*, 105, 1955, p. 1009.

(2) *P. A. S. P.*, 62, 1950, p. 264.

(3) *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 7, 1955, p. 285.

(4) *Astrophys. J.*, 121, 1955, p. 541.

PALÉONTOLOGIE. — *La série Néocrétacée du Fezzan et sa faune de Céphalopodes.* Note (*) de M. **Maurice Collignon**, présentée par M. Jean Piveteau.

La série Néocrétacée est connue depuis longtemps dans la région désertique de l'Afrique du Nord, depuis l'Égypte jusqu'au Sahara, et elle a fait, depuis plus de 50 ans, l'objet de nombreux travaux géologiques et paléontologiques. J. Wanner, A. Quaas, B. Greco, H. Douvillé, R. Furon et D. Schneegans, en particulier, ont décrit des faunes où les Mollusques et les Échinides jouent le rôle le plus important.

La région désertique du Fezzan, peu connue, n'avait fourni jusqu'ici que de très rares fossiles. Or, au début de 1956, MM. Rumeau et Defrenne, géologues de l'Institut français du Pétrole, ont eu l'occasion de se livrer à une exploration méthodique du Plateau du Tinrhert, le long de la frontière franco-libyenne, entre Ghadamès et Fort Flatters.

Au-dessus du Continental Intercalaire constitué ici par des argiles à gypse, le Cénomanien, et surtout le Turonien, ont fourni des faunes importantes et variées. Malheureusement, la série dite de Timellouline qui doit représenter, au-dessus du Turonien, le Coniacien, le Santonien et le Campanien est restée provisoirement stérile. Et le Maestrichtien, dans sa partie supérieure, a, de nouveau, fourni une faune importante.

L'intérêt des fossiles recueillis au Fezzan réside surtout dans ce fait que le Turonien Inférieur est représenté par une très riche faune d'Ammonites dont beaucoup n'avaient jamais été signalées en dehors de leurs

gisements d'origine. Et cette circonstance ouvre de nouveaux aperçus sur la dispersion des faunes mésogéennes à cette époque, en direction du Sud.

La liste des Céphalodes recueillis est la suivante :

Ordre des *Nautilida* Spath.
  Famille des *Nautilidæ* Owen, 1836 *emend* Spath, 1927.
    Genre *Eutrephoceras* Hyatt, 1894.
      Eutrephoceras desertorum Zittel. Maestrichtien sup.
    Genre *Angulithes* Montfort, 1818.
      A. Fleuriausi d'Orb. Cénomanien.
      A. metafleuriausi H. Douv. Maestrichtien sup.
Ordre des *Ammonoidea* de Haan, 1825.
  Famille des *Acanthoceratidæ* de Gross., 1894.
    Sous-Famille des *Acanthoceratinæ* de Gross., 1894.
      Genre *Nigericeras Schneegans*, 1939.
        Cf. *Nigericeras* Jacqueti Schneeg. Turonien inf.
    Sous-Famille des *Mammititidæ* Hyatt, 1900.
      Genre Mammites Laube et Bruder, 1887.
        M. subconciliatus Choffat var. *Flattersi* nov. var. Turonien inf.
        M. aff. pseudonodosoides Choffat. Turonien inf.
  Famille des *Vascoceratidæ* H. Douvillé, 1911.
    Genre *Vascoceras* Choffat, 1898.
      V. Gamai Choffat Turonien inf.
      V. (*Paravascoceras*) *Rumeaui* nov. sp. Turonien inf.
    Sous-Genre *Discovascoceras* nov. subgen.
      V. (*Discovascoceras*) cf. *amieirense* Choffat. Turonien inf.
      V. (*Discovascoceras*) *tesselitense* nov. sp. Turonien inf.
      V. (*Discovascoceras*) *Defrennei* nov. sp. Turonien inf.
      V. (*Discovascoceras*) sp. juv. ind. Turonien inf.
  Famille des *Tissotiidæ* Hyatt, 1900.
    Sous-Famille des *Hoplitoidinæ* H. Douvillé, 1911.
      Genre *Hoplitoides* v. Koenen, 1898.
        H. aff. ingens v. Koenen *emend.* Solger, *emend.* Riedel. Tur. inf.
    Sous-Famille des *Pseudotissotinæ* Hyatt, 1903.
      Genre *Pseudotissotia* Peron, 1896.
        P. Gallienei d'Orb. var. *inflata* nov. var. Turonien inf.
      Genre *Bauchioceras* Reyment, 1954.
        B. nigeriense Woods. Turonien inf.
      Genre *Furoniceras* nov. gen., 1956.
        F. Trumpyi nov. sp. Turonien inf.
      Genre *Leoniceras* H. Douvillé, 1912.
        Leoniceras Pavillieri Pervinq. Turonien inf.

Famille des *Sphenodiscidæ* Hyatt, 1900.
Genre *Libycoceras* Hyatt, 1903.
Libycoceras Ismaëlis Zittel. Maestrichtien sup.
Famille des *Binneyitidæ* Reeside, 1928.
Genre *Neolobites* Fischer, 1882 *emend.* Peron.
N. Vibrayei d'Orb. Cénomanien inf.
N. Peroni Hyatt. Cénomanien sup.
N. Fourtaui Pervinq. Cénomanien sup.

La description complète de cette faune fait l'objet d'un Mémoire qui sera publié dans les *Annales de Paléontologie*.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

PALÉONTOLOGIE. — *Polypiers Tabulés dévoniens à structure* Acanthinée. Note de Mme **Dorothée Le Maître**, présentée par M. Gaston Delépine.

Cette Note définit, sous le nom de *Holacanthoporinæ*, les caractères d'une nouvelle sous-famille de *Favositidæ* et ceux d'un genre nouveau : *Maurenia* rattaché à cette sous-famille.

Cette Note a pour objet de définir les caractères d'une nouvelle sous-famille de *Favositidæ* que nous sommes amenée à créer sous le nom de *Holacanthoporinæ* pour y grouper des formes à microstructure du type *Acanthiné*. De ces formes, les unes appartiennent au genre *Holacanthopora*, les autres, à un genre nouveau, le genre *Maurenia* dont nous décrivons ci-après les caractères.

1. *Holacanthoporinæ* nov. subfam. — Cette sous-famille comprend des Favositides de formes variées :

1° colonies cylindriques ou comprimées à polypiérites *arrondis*, non parfaitement jointifs, disposés en faisceaux et munies d'une holothèque épaisse : *Holacanthopora fascialis* Le Maître;

2° colonies en bâtonnets dont les polypiérites à contour *polygonal* sont jointifs; il n'y a ni épithèque, ni holothèque : *Holacanthopora gracilis* Le Maître et *Holacanthopora irregularis* sp. nov;

3° colonies plates, discoïdes, formées d'un petit nombre de polypiérites et munies d'une épithèque basale : *Maurenia arborescens* Le Maître.

Toutes les colonies ont une microstructure *acanthinée :* les murailles des polypiérites sont constituées par des trabécules du type *holacanthe* sertis dans un sclérenchyme lamellaire. Les planchers, lorsqu'ils sont présents, sont du type vésiculaire.

Les genres et espèces de cette sous-famille proviennent de l'Emsien et du

Couvinien inférieur du Sud-Oranais ; ils ont été recueillis dans deux gisements distants de 15 km.

2. Genre *Holacanthopora* Le Maître. — Ce genre a déjà été décrit ainsi que les deux espèces : *H. fascialis* et *H. gracilis* (¹), (²). Une troisième espèce doit y être adjointe : *Holacanthopora irregularis* sp. nov. Voici les caractères de l'exemplaire type :

C'est une colonie rameuse, comprimée en l'une de ses parties et présentant deux bourgeons latéraux. Elle mesure 70 mm de longueur et a un diamètre moyen de 23 mm. Les polypiérites jointifs, de tailles diverses, ont un contour polygonal, arrondi ou irrégulier suivant l'épaississement des parois; leur diamètre ne dépasse pas 4 mm; les pores calicinaux sont nombreux et de calibre variable. Les caractères internes sont ceux du génotype mais il y a lieu de noter la présence chez cette nouvelle espèce : d'un grand nombre d'épines septales et de vacuoles dans le sclérenchyme. Ces vacuoles sont dues à l'épaississement irrégulier du sclérenchyme; elles se distinguent nettement en coupe tangentielle des sections régulières des holacanthes.

Cette espèce provient de l'Emsien de l'Erg el Djemel (Sud-Oranais).

3. Genre *Maurenia* (du pays des Maures). — Génotype *Maurenia arborescens* Le Maître du Couvinien inférieur d'El Kseib (Sud-Oranais).

Ce nouveau genre est fondé pour des colonies que j'avais rapportées « provisoirement, et sous réserve » au genre *Squameophyllum* ? L'étude de nouvelles lames minces prélevées dans les colonies nous permettent d'en préciser la structure :

Ce sont de petites colonies en disques plus ou moins réguliers et épais. Leur aspect rappelle celui de *Cleistopora smythi* Le Maître, de certains *Pleurodictyum* tel *P. petrii* Maurer. La face proximale porte une épithèque à grosses rides concentriques disposées autour du point de fixation de la colonie, point souvent excentrique [(¹), p. 87, *pl.* II, *fig.* 23 à 27]. La face distale est faite d'un petit nombre de calices polygonaux de taille variable dont les plus grands (3 au plus) peuvent être munis ou non d'une collerette calicinale. Le plancher calicinal est tapissé de granules; ceux-ci sont disposés en séries radiales sur le pourtour externe. Chez les jeunes colonies (1er stade de croissance), ces granules sont de véritables épines de 0,5 mm de hauteur.

Des lames minces prélevées perpendiculairement aux deux faces de la colonie montrent les caractères suivants :

La lame basale de la colonie de 0,5 mm d'épaisseur est faite de fines lamelles horizontales, sinueuses et parallèles, de sclérenchyme de teinte sombre dans lesquelles les holacanthes de teinte blanche apparaissent nettement. Un certain nombre d'holocanthes font saillie au-dessus de la lame basale, et s'associent pour former de fines arborescences entourées

de sclérenchyme. Ces arborescences, holacanthes et sclérenchyme, sont noyées dans un tissu de remplissage calicinal rappelant celui du genre *Squameophyllum*. Ce tissu se distingue difficilement dans les colonies étudiées parce qu'il est fortement teinté par un dépôt d'oxyde de fer [(1), *pl.* XXII, *fig.* 18].

La paroi qui sépare deux polypiérites voisins est faite des mêmes éléments : sclérenchyme lamellaire de teinte foncée et holacanthes de teinte claire s'épanouissant en gerbe; les holacanthes ont un diamètre de 0,08 à 0,1 mm.

Cette structure est différente de celle observée chez les Polypiers du Genre *Cleistopora* du Dévonien, *Vaughania*, *Squameophyllum* et *Stratophyllum* du Carbonifère; elle justifie la création du genre *Maurenia*.

Ainsi la microstructure acanthinée, connue depuis quelque 20 ans chez les Polypiers Rugueux du Silurien anglais, se retrouve et n'est pas un fait exceptionnel chez les Tabulés dévoniens du Nord de l'Afrique. Ceci permet de penser qu'elle pourra être retrouvée chez les polypiers du Carbonifère où elle a pu échapper à l'observation par suite de la conservation imparfaite des polypiers, ou donner lieu à une interprétation différente qui sera quelque jour précisée. Il faut noter que le matériel nord-africain se prête particulièrement bien à l'étude de ces microstructures qui n'ont pas encore été relevées chez les polypiers dévoniens du Nord-Ouest de l'Europe.

(1) LE MAÎTRE, *Faune du Dévonien inférieur et moyen de la Saoura et des abords de l'Erg el Djemel*, 1952, pl. IV, *fig.* 3 à 6.
(2) LE MAÎTRE, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1668.

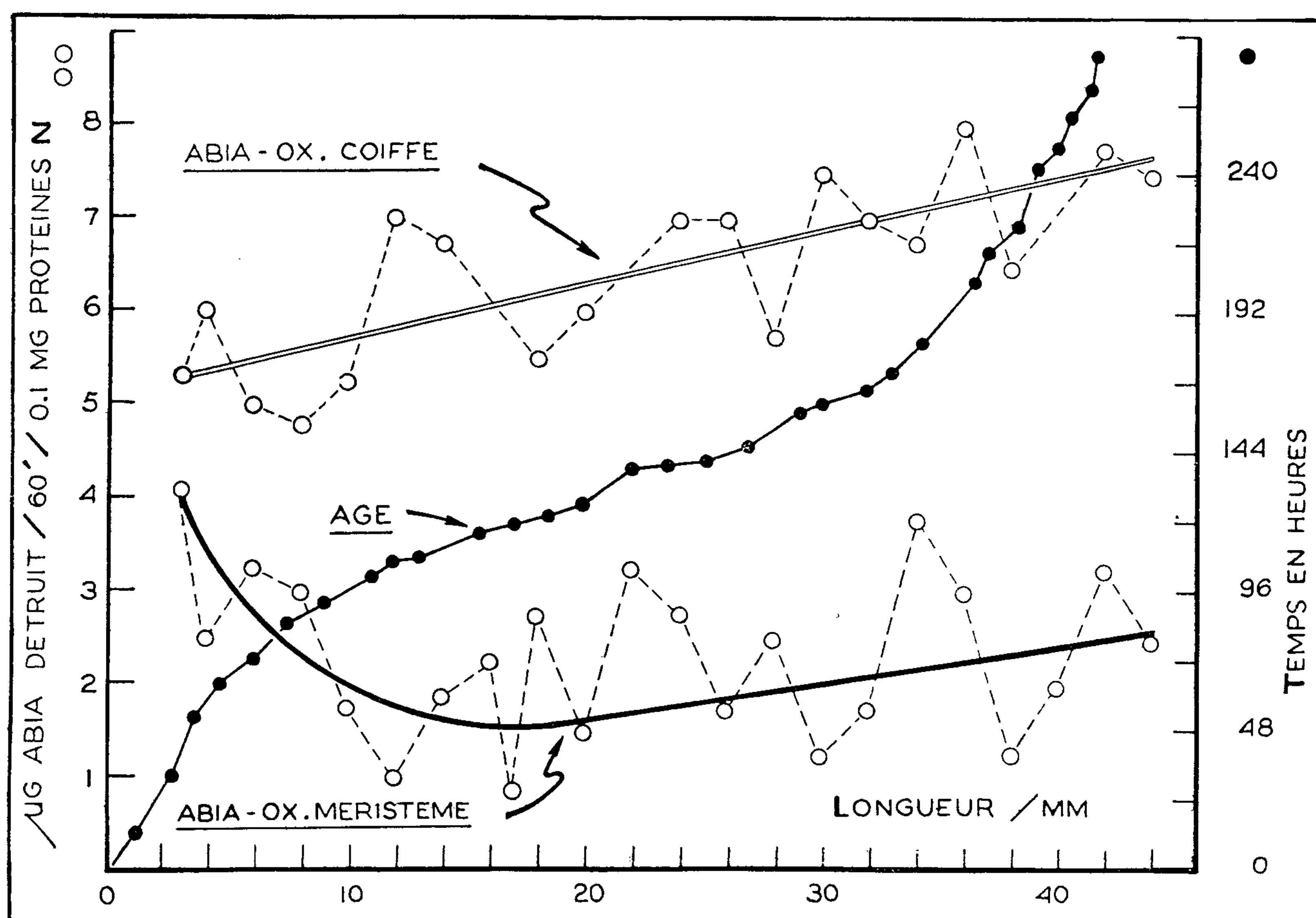
PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Activité des auxines-oxydases et vieillissement des tissus.* Note de M. **PAUL-ÉMILE PILET**, présentée par M. Raoul Combes.

L'activité des auxines-oxydases est forte dans les tissus âgés (coiffe radiculaire) et faible dans les tissus jeunes (méristème). La destruction *in vivo* de l'acide β-indolyl-acétique augmente avec l'âge des racines dans les tissus de la coiffe et diminue, puis s'accroît dans le méristème.

L'étude de divers critères de vieillissement dans les tissus végétaux a fait l'objet de très nombreux travaux (1). A cet égard, les variations de la perméabilité, de la sélectivité et de la viscosité du cytoplasme (2), celles de la teneur en réserves protidiques (3), en auxines dans les coléoptiles (4), les feuilles (5), les pétioles (6), les tiges (7) et les racines (8) sont significatives. Dans les racines, l'activité enzymatique (invertase et phosphatase) est modifiée par l'âge des tissus ( ).

L'analyse de l'activité des auxines-oxydases ([10]) a ouvert à ce problème, de nouvelles perspectives et l'on devait noter ([11]) que l'activité de ces enzymes augmente dans un tissu vieillissant.

Sur les racines du *Lens*, nous avons montré ([12]) que les cellules âgées de la coiffe ont des auxines-oxydases plus actives que celles qu'on peut extraire du méristème, mais que les enzymes de ces cellules méristématiques, sous l'action de divers composés (2.4-dichlorophénol; 2.4-dinitrophénol; 2.4-dinitrocrésol; Mn^{++}) pouvaient être très fortement activées ([13]). Dans des cultures *in vitro* de carotte, nous avons observé que ces auxines-oxydases sont moins actives au niveau des néoformations que dans les fragments qui les portent ([14]).



La mise en évidence des auxines-oxydases a fait l'objet d'une technique précise publiée ailleurs ([15]) et qui nous servira pour établir les relations entre l'activité de ces enzymes et le vieillissement des tissus.

Examinons tout d'abord (*voir* tableau) l'activité des auxines-oxydases pour des racines du *Lens culinaris Med.* de 18 mm de longueur, déve-oppées à l'obscurité en boîte de Petri sur papier filtre humide à une température de 20°,0 ± 0,5.

On peut constater que l'activité de ces enzymes est forte dans les tissus âgés et faible dans les tissus jeunes, autrement dit que la destruction

in vivo de l'acide β-indolyl-acétique (ABIA) est plus importante dans les vieux tissus.

Activité des auxines-oxydases en microgramme ABIA détruit par 60 mn.

Tissus.	Essais.	Par 0,1 mg protéines N.	Par 100 mg poids frais.	Par 50 mg poids sec.
Coiffe (0-0,5 mm)	1	5,4	70,2	141,3
	2	7,3	69,5	138,6
	3	6,2	77,9	120,5
Méristème (0,5-3,0 mm)	1	2,1	5,0	10,5
	2	1,6	6,9	11,7
	3	2,7	6,2	12,1

Étudions maintenant (*fig.*) l'activité des auxines-oxydases pour les deux types de tissus précédents et pour des racines d'âge variable. On sélectionne pour cela les graines qui germent le premier jour et l'on prélève régulièrement des racines (150 pour chaque expérience) qu'on caractérise à la fois par leur longueur et par leur âge. L'examen du graphique montre que l'activité des enzymes de la coiffe augmente régulièrement avec l'âge des racines, celle des enzymes provenant du méristème diminue puis s'accroît à nouveau. Il est intéressant de relever que les racines dont les auxines-oxydases du méristème sont les moins actives, sont précisément celles dont la vitesse de croissance est maximum ([16]).

([1]) H. Fisher, *Protoplasma*, 39, 1950, p. 661.
([2]) W. J. Van der Merwe, *Portugal Acta Biol.*, 4 (A), 1955, p. 215.
([3]) G. S. Avery et F. Engel, *Amer. J. Bot.*, 41, 1954, p. 310.
([4]) F. W. Went, *Kon. Akad. Van Wetensch. Amsterdam*, 38, 1935, p. 752.
([5]) G. S. Avery, *Bull. Torrey Bot. Club*, 62, 1935, p. 313.
([6]) W. P. Jacobs, *Amer. J. Bot.*, 42, 1955, p. 594.
([7]) M. Kramer et F. W. Went, *Plant Physiol.*, 24, 1949, p. 207.
([8]) P. E. Pilet, *Phyton*, 4, 1953, p. 247; *VIII*e *Congr. Bot.* (Paris), 11, 1954, p. 178.
([9]) E. Robinson et R. Brown, *J. exper. Bot.*, 5, 1954, p. 71.
([10]) Y. W. Tang et J. Bonner, *Amer. J. Bot.*, 35, 1948, p. 570; P. Larsen, *Plant Physiol*, 26, 1951, p. 697.
([11]) A. W. Galston et L. Dalberg, *Amer. J. Bot.*, 41, 1954, p. 373; A. W. Galston, *Proc. 3rd Int. Plant Growth Subst. Symp. Wye College*, England, 1955.
([12]) P. E. Pilet, *Act., Soc. helv. Sc. nat.*, 135, 1955, p. 133; P. E. Pilet et A. W. Galston, *Physiol. Plantarum*, 8, 1955, p. 888.
([13]) P. E. Pilet, *Experientia*, 13, 1957 (sous presse).
([14]) P. E. Pilet, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1141.
([15]) P. E. Pilet, *Rev. gén. Bot.* (sous presse).
([16]) P. E. Pilet, *Mém. Soc. vaud. Sc. nat.*, 10, 1951, p. 137; *Experientia*, 7, 1951, p. 262.

EMBRYOLOGIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Mélastomacées. Développement de l'embryon chez le* Clidemia hirta *D. Don*. Note (*) de M. **Pierre Crété**, présentée par M. René Souèges.

Les quelques Mélastomacées étudiées jusqu'ici se rattachent, les unes au type embryonomique du *Myosurus minimus*, les autres à celui de l'*Hypericum perforatum*. Le *Clidemia hirta* doit être rangé dans la famille embryogénique du *Myosurus*, à côté de l'*Oxyspora paniculata* dont il se distingue fondamentalement par une différenciation hâtive des initiales de l'écorce de la racine.

Les recherches entreprises ces dernières années par K. Subramanyan [1], sur l'embryogenèse des Mélastomacées, l'interprétation que nous avons donnée, R. Souèges et moi-même [2], [3], des résultats obtenus par cet auteur ont fait savoir que le développement de l'embryon n'est pas homogène dans cette famille. Dès maintenant, il est possible d'entrevoir les affinités réelles de ses représentants, mais nos connaissances sont encore, à ce sujet, trop fragmentaires pour qu'il soit possible d'en tirer des conclusions définitives. C'est dans le but d'apporter une contribution nouvelle à l'étude embryogénique des Mélastomacées que je me suis efforcé de déterminer, avec la plus grande précision, les lois du développement de l'embryon chez le *Clidemia hirta* D. Don, espèce qui m'a fourni un matériel assez abondant.

L'embryogenèse du *Clidemia hirta* est identique, à quelques différences secondaires près, à celle du *Myosurus minimus* [4], type fondamental, représentatif du mégarchétype IV dans le premier groupe et la première période de la classification embryogénique [5].

A l'embryon bicellulaire de la première génération (*fig.* 1), fait suite, à la deuxième génération, une tétrade de la série A_2 (*fig.* 3). La troisième génération comporte des formes à huit cellules disposées en quatre étages : à l'étage supérieur, *q*, correspondent les quadrants, à l'étage *m*, deux éléments juxtaposés; la cellule *ci* de la tétrade s'étant divisée en deux éléments superposés, a fait apparaître les deux étages, *n* et *n'* (*fig.* 4 à 6). La quatrième génération est caractérisée par la formation des octants (*fig.* 9 à 12). En 12, le proembryon présente quinze cellules disposées en six étages; les quadrants ont donné naissance à deux étages d'octants, *l* et *l'*; les cellules *n* et *n'* se sont cloisonnées, la première, verticalement, la seconde, transversalement; si l'étage *m* n'est formé encore que de trois cellules, l'une d'elles présente un noyau en voie de division et il est probable que, dans certains cas, l'étage peut être déjà quadricellulaire au stade des octants, permettant l'établissement de formes proembryonnaires théoriques à seize éléments. Les étages *l* et *l'* engendrent, le premier, la partie cotylée *s. lato*, le second, l'axe hypocotylé à l'exception des initiales de l'écorce de la racine, *iec*, qui, avec la coiffe, proviennent de l'étage hypophysaire *m*. Les descendantes des cellules *n* et *n'* participent à la construction d'un suspenseur massif (*fig.* 5 à 26).

Au cours des quatre premières générations, un certain nombre de variations se produisent et méritent d'être notées : 1° dans le proembryon bicellulaire, on peut assister à un cloison-

nement accéléré de la cellule basale avec obtention de formes linéaires à trois cellules (*fig.* 2); 2° la cellule *m* se cloisonne parfois avant la différenciation définitive des quadrants (*fig.* 4); 3° dès la troisième génération, la cellule *n'* se cloisonne souvent, en principe transversalement (*fig.* 6 et 7), plus rarement de manière verticale (*fig.* 5). Le mode de différenciation de l'hypophyse est, en outre, bien différent de celui que l'on observe chez le *Myosurus*

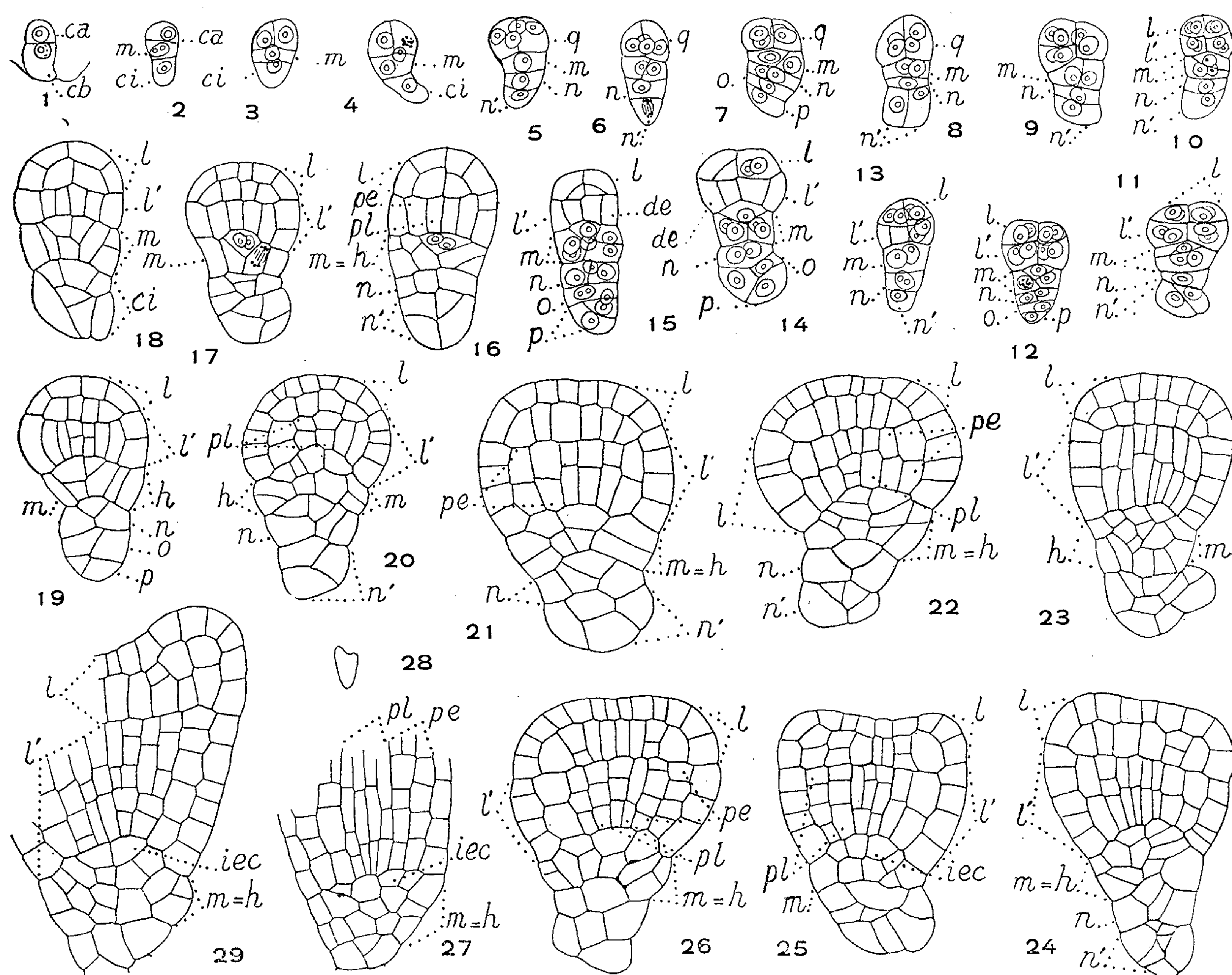


Fig. 1 à 29. — *Clidemia hirta* D. Don. Les principaux stades du développement de l'embryon. *ca* et *cb*, cellules, apicale et basale, du proembryon bicellulaire; *m* et *ci*, cellules-filles de *cb*; *q*, quadrants; *l*, octants supérieurs ou partie cotylée *sensu lato; l'*, octants inférieurs ou partie hypocotylée; *n* et *n'*, cellules-filles de *ci*; *o* et *p*, cellules-filles de *n'*; *de*, dermatogène; *pe*, périblème; *pl*, plérome; *h*, hypophyse; *iec*, initiales de l'écorce au sommet de la racine. En 28, aspect général de l'embryon d'où sont tirés les détails de la **figure** 29. G = 370; 37 pour 28.

minimus; dans la cellule *m*, la première cloison est inclinée sur la verticale (*fig.* 6), la seconde, transversale, est oblique également, s'insérant, d'une part, sur la paroi précédente, d'autre part, sur les parois qui limitent inférieurement les octants inférieurs (*fig.* 12 et 14). Trois cellules sont ainsi obtenues, dont l'une, située vers le haut, présente une situation et une forme identiques à celles de la cellule qui, dans le type *Capsella* par exemple, se trouve séparée par la différenciation d'une cloison en verre de montre à direction nettement transversale. Cet élément supérieur donne naissance à un groupe de deux (*fig.* 16 et 17), puis de quatre cellules (*fig.* 18 à 29) qui, directement ou après de nouvelles divisions, se comportent comme les initiales de l'écorce de la racine.

L'embryogenèse du *Clidemia* est comparable à celle de l'*Oxyspora pani-*

culata DC. envisagée en 1951, par K. Subramanyan. Cependant, chez l'*Oxyspora*, le premier cloisonnement de *ci* paraît être normalement vertical; il est transversal chez le *Clidemia*. La différenciation de l'hypophyse à partir de *m* chez le *Clidemia* est rapide, les deux premières cloisons, à ce niveau, suffisant pour délimiter la cellule à partir de laquelle prennent naissance les initiales de l'écorce de la racine; chez l'*Oxyspora*, le groupe d'initiales apparaît tardivement, puisque, à partir de la cellule *m* de la tétrade, il se différencie deux, puis quatre éléments situés sur un même plan horizontal, que ceux-ci par leur cloisonnement vertical font apparaître ensuite quatre cellules périphériques et quatre cellules circumaxiales, et que ces dernières prennent des parois horizontales isolant, vers le haut, une tétrade qui correspondra directement aux initiales de l'écorce ou leur donnera naissance après formation de cloisons transversales. Les figures données par le très savant observateur hindou ne sont pas absolument explicites par ce dernier point.

Par les formes embryonnaires qui appartiennent à la famille embryogénique du *Myosurus minimus*, les Mélastomacées s'apparentent étroitement aux autres Myrtales : Lythracées, Œnothéracées et Myrtacées entre autres. Mais d'autres membres de la famille, le *Sonerila Wallichii* Benn. et le *Melastoma malabathricum* L., également étudiés par K. Subramanyan, appartiennent, dans la deuxième période de la classification embryogénique, à la famille de l'*Hypericum perforatum*, ce qui les rapproche des Hypéricacées, des Saxifragacées et des Crassulacées. Des recherches ultérieures portant sur l'embryogenèse d'un nombre suffisant de genres devraient permettre de répartir les Mélastomacées en deux groupes fondamentaux, non dépourvus d'ailleurs de liens de parenté étroits, puisque les familles embryogéniques du *Myosurus* et de l'*Hypericum* occupent, dans la première et la deuxième période des cases correspondantes. Dans chacun de ces groupes, il serait peut-être possible d'établir des subdivisions en prenant comme critères les variations d'importance secondaire, que l'on relève dans l'édification des formes proembryonnaires; à ce point de vue les différences observées dans le mode de cloisonnement de l'hypophyse pourraient, selon toute vraisemblance, être particulièrement prises en considération.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

(1) *Proc. ind. Acad. Sc.*, 19 B, 1944, p. 115; *J. ind. bot. Soc.*, 27, 1948, p. 11; *Phytomorphology*, 1, 1951, p. 205.

(2) R. Souèges et P. Crété, *Année biologique*, 28, 1952, p. 9.

(3) P. Crété, *Bull. Soc. bot. Fr.*, 103, séance du 31 décembre 1956 (sous presse).

(4) R. Souèges, *Comptes rendus*, 153, 1911, p. 686 et *Bull. Soc. bot. Fr.*, 58, 1911, p. 542, 629 et 718; 59, p. 23 et 51.

(5) R. Souèges, *Embryogénie et Classification. Essai d'un système embryogénique.* Partie spéciale : *Première période du système*, Paris, 1948.

PALYNOLOGIE. — *Application de la méthode des diagrammes de dispersion symbolique à l'analyse pollinique.* Note (*) de M. **Armand Pons**, transmise par M. Louis Emberger.

Introduction en palynologie de la méthode des diagrammes de dispersion symbolique pour la détermination des pollens ailés de gymnospermes : principes et résultats d'un exemple précis d'application.

L'introduction de cette méthode en palynologie a pour but de faciliter et d'affermir la détermination des genres et espèces représentés par les pollens ailés fossiles de gymnospermes.

Les difficultés rencontrées généralement dans ces déterminations proviennent de ce que chaque caractère du pollen, pris isolément, est commun à plusieurs genres ou espèces, sans être particulier à aucun, et de ce que presque tous les caractères présentent une certaine variation dans l'ensemble des pollens d'une même unité systématique.

Ces chevauchements et variations de caractères font qu'on ne peut parvenir, en considérant chaque pollen isolément, à déterminer avec précision les groupes naturels en présence, car il est impossible de faire une description synthétique des pollens de chacun d'eux.

Ces difficultés semblent pouvoir être levées, autant que possible, en procédant successivement aux opérations suivantes :

1° Analyser, en détail, les caractères de chaque grain;

2° Grouper les grains de telle façon que se trouvent réunis ceux qui ont entre eux plus de traits communs qu'avec aucun des autres;

3° Baser la détermination sur la seule description synthétique, théorique, de l'ensemble des pollens de chaque groupe.

Le problème consiste donc essentiellement à établir les divers degrés de corrélation existant entre des caractères variables. Eu égard au nombre de caractères qui doivent être pris en considération, nous pensons que la méthode dite des diagrammes de dispersion symbolique est parfaitement capable de mettre en évidence les corrélations les plus importantes, qui sont seules susceptibles de nous aider.

Cette méthode consiste à placer chaque individu, représenté par un idéographe, sur un diagramme dans lequel abscisses et ordonnées correspondent à une mensuration.

Les mensurations et caractères analysés sont ceux dont l'importance a été reconnue unanimement. Les valeurs du plus grand diamètre du corps du grain et de la profondeur des ballonnets nous ont permis de mettre en place les idéographes. Ceux-ci ont été construits sur les caractères suivants :

— Forme du corps du grain (subsphérique, en ellipsoïde allongé, en ellipsoïde aplati);

— Volume du ballonnet par rapport à celui du corps du grain;

— Mode d'attache, large ou étroite, des ballonnets (1);

— Types de l'exine du ballonnet et de la calotte, tels qu'ils ont été décrits par Mme Van Campo-Duplan (2);

— Présence ou absence de crêtes marginales, de rebord latéral et de boursouflures de la calotte;

— Épaisseur de la calotte en son centre;

— Position des ballonnets par rapport au centre de la calotte et forme plus ou moins emboîtante des ballonnets.

Les diagrammes sont construits sur l'étude de 50 grains pris dans l'ordre où ils se présentent à partir d'un point pris au hasard sur une préparation, elle-même prise au hasard parmi celles montées avec le matériel à étudier. Le nombre de 50 a été jugé suffisant puisque, de l'avis général des statisticiens, le nombre d'échantillons doit être d'au moins 30 et, au plus, de 50 à 60.

Sur le diagramme, nous considérons comme faisant partie d'une même unité systématique (espèce, genre), les idéographes réunis en groupe et qui, de plus, se ressemblent plus entre eux qu'ils ne ressemblent au type moyen de ceux d'aucun autre groupe.

Nous appliquons cette méthode dans une étude d'ensemble des sédiments pliocènes de la région méditerranéenne française et de régions voisines.

En voici un exemple précis, qui en montre les possibilités : Dans un niveau lignitifère plaisancien de Châtillon-la-Palud (Ain) nous avons pu, grâce à elle, mettre en évidence l'existence de 14 espèces ou genres, en particulier, 2 espèces d'*Abies*, les genres *Pseudolarix* et *Podocarpus* (ces derniers signalés pour la première fois dans le Pliocène de France), plusieurs espèces du genre *Pinus* des groupes *silvestris* et *haploxylon* et le genre *Picea*. Celui-ci présente des pollens variables, mais comme il n'apparaît aucune corrélation entre les différentes variations de caractères, nous pensons qu'il n'y a qu'une seule espèce.

Ces résultats mettent en évidence les deux avantages essentiels, qui justifient l'introduction de la méthode en palynologie :

1° Elle réduit la part de subjectivité que le souci de la détermination introduit facilement dans le tri des entités systématiques;

2° Elle permet de faire des déterminations plus sûres, parce que basées sur l'*ensemble des caractères* communs au pollen de chaque entité.

La question de son application à d'autres groupes morphologiques de pollens (triporés entre autres) est à l'étude.

Un exposé détaillé de la méthode prés entée sera publiée ultérieurement (3)

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) *Beihefte Bot. Centralbl.*, 54, abt. B, p. 252.

(2) *Trav. Lab. Forest. Toulouse*, 2, IV, art. 1, 182 pages.

(3) *Rec. trav. Lab. Bot. Géol. Zool. Fac. Sc. Montpellier*, fasc. 8 (sous presse).

BOTANIQUE. — *Phyllotaxie du Châtaignier, quelques dispositions anormales.* Note (*) de M^me **Madeleine Codaccioni**, présentée par M. Roger Heim.

Les anomalies du Châtaignier n'affectent souvent que les portions centrales des rameaux à croissance sympodiale, le retour à un type normal étant rapide.

Les principaux types phyllotaxiques normaux présentés par le Châtaignier ont été décrits dans une récente publication (1). J'ai eu l'occasion de rencontrer sur la même espèce, diverses anomalies. Celles-ci occasionnent très rarement des fragmentations ou aplatissements du point végétatif.

Les anomalies étudiées sont signalées par la présence de *feuilles jumelles* qui, insérées sensiblement au même niveau, sont indépendantes par leur limbe et leur pétiole, mais accolées par leurs segments foliaires, jointifs ou plus ou moins confondus (*fig* 1). Les deux bourgeons axillaires peuvent être séparés, partiellement soudés ou remplacés par un seul; la stipule droite de la feuille gauche et la stipule gauche de la feuille droite, parfois indépendantes (I*a*), sont souvent soudées (I*b*), ou encore les deux peuvent disparaître (I*c*).

Le nombre et la répartition des feuilles jumelles permet de distinguer *trois types d'anomalies*. Un premier type ne modifiant pas la phyllotaxie générale est rencontré chez les rameaux des arbres de plein jet dont les pousses ont au plus une quinzaine de feuilles. Deux autres types d'anomalies, fréquents chez les rejets pouvant compter jusqu'à 50 feuilles, intéressent une portion importante du rameau, modifient finalement soit le sens d'enroulement des hélices foliaires, soit leur nombre.

1° *Anomalie ne modifiant pas la phyllotaxie du rameau* et caractérisée par la présence d'un seul couple de feuilles jumelles; les dispositions foliaires précédant et suivant l'apparition des feuilles jumelles sont identiques. L'anomalie du *rameau A* traduit une tendance à l'introduction d'une troisième hélice foliaire au niveau des formations jumelles. Cette tentative avorte et après une feuille 9 très étroite, la disposition plagiotrope reprend régulièrement.

2° *Anomalie profonde modifiant le sens d'enroulement des hélices foliaires.* — Le *rameau B* montre la présence de feuilles jumelles sur deux orthostiques opposées; ces formations ne s'y suivent pas, mais sont intercalées avec des feuilles simples; de plus elles apparaissent alternativement sur les deux orthostiques.

La base du rameau B comporte deux hélices foliaires redressées (zone 1), enroulées dans la zone 2 (feuille 6 à 13), la constance de la taille des segments et la régularité des dispositions foliaires écartant l'hypothèse de la création d'une troisième hélice. La zone 3, débutant à la feuille 13, ne peut être interprétée ni avec trois hélices (13 et 17 seraient sur une même hélice)

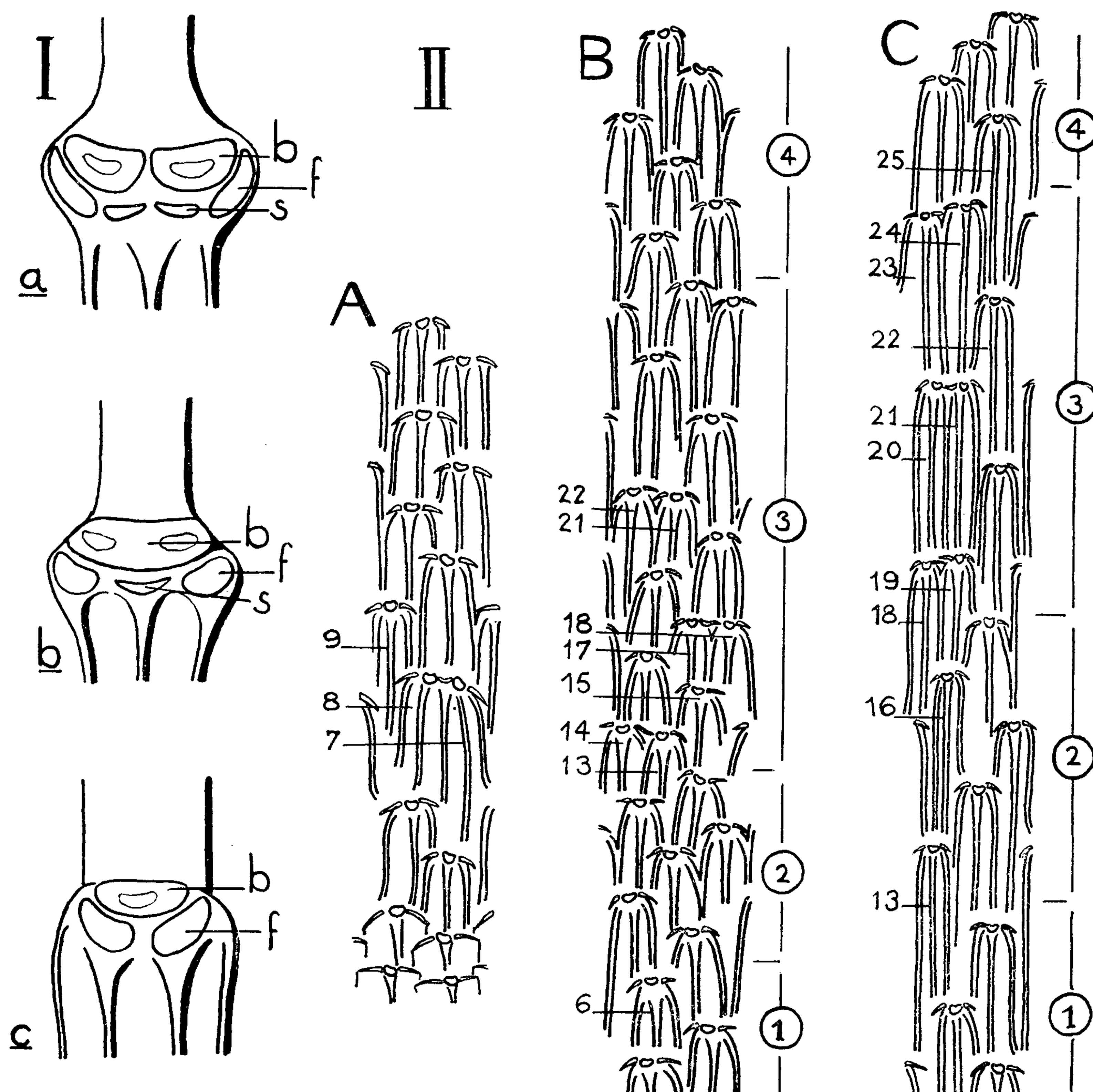


Fig. 1. — Feuilles jumelles (× 5).

a. Complexes foliaires indépendants; *b*, deux feuilles, deux bourgeons axillaires soudés à leur base, une seule stipule; *c*, deux feuilles, un seul bourgeon axillaire, disparition de la stipule médiane. Dans les trois cas les stipules latérales ne sont pas visibles. *b*, section du bourgeon axillaire; *f*, cicatrice foliaire; *s*, cicatrice stipulaire.

Fig. 2. — Développement dans un plan des trois rameaux A, B et C.

A. Pousse d'un arbre de plein jet. Longueur et largeur × 1/4. Un seul couple de feuilles jumelles 7-8. Présence d'une feuille étroite 9.

B. Rejet. Longueur × 1/8, largeur × 1/4. Présence dans la zone 3 de plusieurs couples de feuilles jumelles 13, 14-17, 18-21, 22.

C. Rejet. Longueur et largeur × 1/4. Dans la zone 3, présence de feuilles jumelles superposées 18, 19-20, 21-23, 24.

ni avec deux hélices ayant un sens d'enroulement constant (discontiguïté entre 14 et 15). Toutefois il est possible tout en respectant la notion de contiguïté de tracer deux hélices foliaires en invoquant trois inversions successives du sens d'enroulement.

Par contre on pourrait penser qu'il se produit au niveau des feuilles 13, 14, 17, 18, 21, 22, des tentatives de dédoublement sur les deux hélices foliaires de la base, redressées alors en orthostiques. Ce serait la répétition du type de phénomène rencontré une seule fois sur la tige A.

La zone terminale comporte la prolongation des deux hélices foliaires dont le sens d'enroulement est inversé par rapport à celui de la zone 2.

Quelle que soit l'interprétation adoptée pour la zone 3, *ce rameau B est le produit du fonctionnement de deux centres générateurs.*

3° *Anomalie profonde modifiant le nombre des hélices foliaires.* — Les feuilles jumelles sont alignées sur la même orthostique (rameau C, *fig.* 2). Les 12 premières feuilles de ce rejet ont une disposition plagiotrope (zone 1); le mode orthotrope spiralé (zone 2) débute par la formation 13, très étroite. La zone suivante avec ses formations jumelles successives, superposées, impose qu'il y ait à ce niveau trois hélices foliaires redressées. La naissance de la troisième hélice pourrait être recherchée dans le dédoublement du centre générateur ayant produit 16. Cependant l'étroitesse frappante des feuilles 13 et 16 incite plutôt à penser que *la feuille* 13 *est la première création* de cette troisième hélice, née dans la portion de l'anneau initial correspondant à l'intersegment de la zone 1. Le passage à la disposition orthotrope spiralée s'établit ensuite insensiblement.

Les formations jumelles de la zone 3 du rameau C seraient dues non pas à un dédoublement de centres générateurs, mais à un accolement de deux centres générateurs fonctionnant de façon synchrône *dans le même secteur.*

Conclusion. — Le développement exclusivement annuel du point végétatif du Châtaignier semble interdire une augmentation importante et durable du nombre des centres générateurs, nombre généralement inférieur à 3. Les anomalies intéressent les périodes de maturité du point végétatif correspondant aux régions médianes des rameaux, dont les portions terminales sont de type normal le plus souvent orthotrope spiralé.

Le type C montre *le rôle sectorial joué par l'anneau initial* au niveau des anomalies où les trois hélices foliaires sont redressées en orthostiques.

Le type B montre des tentatives déterminant des anomalies, dont l'interprétation est délicate. Les recherches actuellement en cours sur le fonctionnement des points végétatifs créateurs de tels rameaux, pourraient permettre avec l'aide de la méthode expérimentale, une interprétation sans équivoque.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) M. Codaccioni, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 905.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur la recherche du pinitol chez quelques Caryophyllacées, Magnoliacées et plantes de familles voisines.* Note de M. **Victor Plouvier**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Dans d'autres Notes (1), j'ai signalé la présence de *d*-pinitol chez de nombreuses Caryophyllacées et quelques Magnoliacées. Le présent travail a pour but d'examiner de nouvelles espèces appartenant à ces deux familles et à des familles voisines pour apporter quelques compléments aux résultats déjà obtenus.

Pour toutes les plantes étudiées, le matériel à l'état sec a été épuisé par l'acétone, selon une méthode précédemment décrite (2). En outre, dans un bon nombre de cas, les extraits acétoniques ont été soumis à la défécation plombique puis repris par l'acétate d'éthyle : ce solvant s'est montré avantageux pour les plantes pauvres en pinitol; il fournit généralement de beaux cristaux.

1. *Caryophyllacées et familles voisines.* — Les recherches ont porté sur les tiges feuillées des 30 Caryophyllacées suivantes récoltées en septembre-octobre (genres classés selon Engler) :

1° Paronychioideæ : *Paronychia Kapela* A. Kern.; *Polycarpon tetraphyllum* L.; *Spergularia rubra* J. et C. Presl.

2° Alsinoideæ : *Stellaria graminea* L.; *S. Holostea* L.; *S. media* Cyrill. (mouron des oiseaux); *Cerastium Biebersteinii* DC.; *C. semidecandrum* L.; *Scleranthus annuus* L.

3° Silenoideæ : *Silene alpestris* Jacq. (*Heliosperma alpestre* Reichb.); *S. Armeria* L.; *S. dichotoma* Ehrh.; *S. inaperta* L.; *S. maritima* With.; *S. nocturna* L.; *S. Regis-Fernandi* Deg. et Urum.; *S. Schafta* Gmel.; *Lychnis divaricata* Reichb. (*Melandrium divaricatum* Fenzl); *L. Flos-cuculi* L.; *Tunica prolifera* Scop.; *Dianthus arenarius* L.; *D. barbatus* L. (œillet de poète); *D. hirtus* Vill.; *D. Noëanus* Boiss.; *D. orbelicus* Panc.; *D. petræus* Waldst. et Kit.; *D. pungens* L.; *D. Seguieri* Chaix; *D. trifasciculatus* Kit.; *Velezia rigida* L.

Le pinitol a été isolé à l'état pur de toutes ces espèces, à l'exception de *Silene alpestris* (où cependant des cristaux incertains ont été vus au microscope dans un extrait). Le *Silene Schafta* qui avait donné un résultat négatif lors des premières recherches a fourni le pinitol sans difficulté grâce à la méthode à l'acétate d'éthyle. Pour le *Stellaria media*, l'extraction a été difficile en raison de la pauvreté en pinitol et de l'abondance de nitrate de potassium (séparation de ces deux substances par sublimation).

En général, les rendements sont faibles : maximum pour *Dianthus arenarius*, 0,60 % sec.

Le pinitol a été également isolé des tiges vertes de *Saponaria officinalis* L. et des fleurs de sa var. *fl. pleno* Hort., des racines, écorces, feuilles et fleurs de plusieurs hybrides horticoles de *Dianthus*. Il se trouve donc dans tous les organes, mais leurs teneurs sont plus faibles que celles des feuilles. Il peut être obtenu pendant toute la durée de la végétation : en novembre, les tiges feuillées de *Stellaria Holostea*, partiellement décolorées, étaient aussi riches qu'en mai; cependant, des feuilles de *Saponaria officinalis* encore bien vertes en novembre en ont fourni beaucoup moins qu'en juillet.

Cette seconde liste porte à 72 espèces (sur 73 examinées) le nombre des Caryophyllacées à pinitol; elles appartiennent à 20 genres répartis dans les trois sous-familles. Aucun autre cyclitol n'y a été décelé jusqu'à maintenant. Les Caryophyllacées présentent ainsi une homogénéité plus remarquable que celle des Conifères et Légumineuses où il existe un bon nombre d'espèces dépourvues de pinitol ou renfermant d'autres cyclitols.

Les mêmes recherches ont été effectuées sur les tiges feuillées des 20 espèces suivantes appartenant à des familles voisines des Caryophyllacées et rangées parmi les Centrospermées et Géraniales :

Chénopodiacées : *Chenopodium album* L.; *C. murale* L.; *Atriplex Halimus* L.; *Kochia prostrata* Schrad. — Amaranthacées : *Celosia cristata* L.; *Amaranthus Blitum* L.; *A. patulus* Bertol.; *A. retroflexus* L.; *Iresine Lindeni* Van Houtte—Nyctaginacées : *Oxybaphus viscosus* L'Hérit.—Phytolaccacées : *Phytolacca dioica* L.—Basellacées : *Basella rubra* L.; *Boussingaultia baselloides* H. B. et K. — Oxalidacées : *Oxalis Deppei* Lodd. — Géraniacées : *Geranium ibericum* Cav.; *G. nepalense* Sweet; *G. rotundifolium* L.; *Erodium cicutarium* L'Hérit.; *Pelargonium peltatum* Soland.— Linacées : *Linum grandiflorum* Desf.

Le pinitol a seulement été isolé d'*Oxybaphus viscosus* : il avait déjà été rencontré chez trois autres Nyctaginacées. Les tiges de *Phytolacca americana* L. en ont fourni une petite quantité. Ainsi, les Caryophyllacées se distinguent nettement des plantes de familles voisines où la présence de pinitol reste exceptionnelle.

Quelques autres substances ont été obtenues à l'état cristallisé : une très petite quantité de mannitol à partir du *Dianthus Seguieri* (à ma connaissance, cet itol n'avait pas encore été signalé chez les Caryophyllacées), le saccharose chez *Stellaria Holostea*, *Phytolacca dioica*, les *Geranium*, *Erodium* et *Linum*. Des hétérosides isolés de plusieurs Silenoideæ feront l'objet d'une autre Note. Le nitrate de potassium a cristallisé dans la liqueur acétonique d'épuisement de toutes les Chénopodiacées, Amaranthacées et Basellacées; il est surtout abondant chez les Amaranthacées (déjà signalé par Berthelot, 1884).

2. *Magnoliacées et familles voisines.* — Le pinitol a été isolé des feuilles de *Magnolia Campbelli* Hook. et *M. Kobus* DC. (octobre), ce qui porte à 10 le nombre des espèces de *Magnolia* à pinitol (sur 11 examinées). Il a également été obtenu à partir des fruits verts de *M. parviflora* Sieb. et Zucc. et de ses fruits mûrs, rouges, récoltés en septembre peu avant leur déhiscence. Trois autres Magnoliacées n'ont pas fourni de pinitol : *Liriodendron tulipifera* L., *L. chinense* Sarg., *Schizandra chinensis* Baill. On sait que les rameaux et feuilles des *Liriodendron* renferment du liriodendritol ([3]) : ce même cyclitol a été isolé des fleurs de *L. tulipifera*, de ses fruits verts et de ses fruits jaunâtres récoltés en octobre, peu avant leur maturité.

Les mêmes recherches ont été effectuées sur les feuilles des 22 espèces suivantes appartenant à des familles voisines des Magnoliacées et rangées dans le groupe des Ranales (Engler) :

Trochodendracées : *Euptelea Franchetii* Van Tieghem; *E. polyandra* Sieb. et Zucc. — Cercidiphyllacées : *Cercidiphyllum japonicum* Sieb. et Zucc. — Renonculacées : *Pæonia Moutan* Sims; *Aquilegia vulgaris* L.; *Delphinium Requienii* DC.; *Aconitum Lycoctonum* L.; *Clematis Vitalba* L.; *Ranunculus Acer* L.; *R. repens* L.; *Thalictrum glaucum* Desf.— Lardizabalacées : *Decaisnea Fargesii* Franch.; *Holboellia coriacea* Diels.; *Akebia quinata* Dcne.— Berbéridacées : *Berberis acuminata* Franch.; *Mahonia Aquifolium* Nutt. — Calycanthacées : *Calycanthus occidentalis* Hook. et Arn.; *Chimonanthus fragrans* Lindl. — Lauracées: : *Persea gratissima* Gaertn.; *Umbellularia californica* Nutt.; *Sassafras officinale* Nees; *Laurus nobilis* L.

Le pinitol n'a été rencontré dans aucune de ces plantes. Jusqu'à maintenant, chez les Ranales, il est donc uniquement localisé dans le genre *Magnolia*. Cela montre une fois de plus que les groupes systématiques caractérisés par la présence de pinitol se trouvent souvent séparés par des familles plus ou moins nombreuses qui en semblent totalement dépourvues : ce mode de répartition conserve au pinitol toute sa valeur de caractère chimique pour la recherche des unités phylogénétiques.

Le saccharose a été isolé à l'état cristallisé des feuilles de toutes les espèces examinées, excepté les *Schizandra*, *Persea*, *Umbellularia*. Le *Persea* a fourni une faible quantité de perséitol. Le *Schizandra* a été remarqué par son mucilage, l'*Umbellularia* par son essence à odeur forte et irritante.

En résumé, le *d*-pinitol a été isolé de 29 espèces de Caryophyllacées (sur 30 examinées), d'une Nyctaginacée (*Oxybaphus*), de deux Magnoliacées (*Magnolia*). De nombreuses plantes de familles voisines en sont dépourvues. Le mannitol a été rencontré chez une Caryophyllacée (*Dianthus*).

(1) V. Plouvier, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 1678; **242**, 1956, p. 2389.
(2) V. Plouvier, *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1842; **227**, 1948, p. 85.
(3) V. Plouvier, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 765.

ENDOCRINOLOGIE. — *Détermination du rapport glucagon/insuline chez le Canard.* Note de M. **Pierre Mialhe**, présentée par M. Robert Courrier.

Chez le Canard, le pancréas sécrète du glucagon et de l'insuline dans un rapport qui varie entre certaines limites (2 et 16); une injection intraveineuse de glucose provoque une hypersécrétion momentanée d'insuline.

Faute de glucagon, la production de glucose est insuffisante chez le Canard pancréatectomisé pour que la glycémie reste normale pendant le jeûne (1); d'autre part, l'hyperglycémie que provoquent l'absorption de nourriture (2) ou l'injection de glucose montrent qu'il est diabétique et manque d'insuline. La régulation de la glycémie nécessite donc deux hormones pancréatiques chez le Canard. Nous avons essayé de préciser les modalités de leur sécrétion et, notamment, les deux points suivants : d'une part, le rapport dans lequel le glucagon et l'insuline assurent une glycémie normale chez l'animal à jeûn (rapport G/I) et, d'autre part, la quantité d'insuline nécessaire pour que la tolérance au glucose soit normale. On peut en effet concevoir qu'une sécrétion constante d'insuline suffise à assurer une tolérance normale, ou, au contraire, qu'un apport exogène de glucose provoque une hypersécrétion momentanée d'insuline; différents auteurs, notamment Soskin (3), ont envisagé ces deux possibilités chez les Mammifères, mais sans tenir compte de la sécrétion de glucagon, dont on ne connaît pas l'importance chez ces animaux.

Seize canards et canes Kaki-Campbell ont été traités par le glucagon et l'insuline pendant des périodes de 10 à 36 h. Les expériences de longue durée donnent les résultats les plus caractéristiques; les traitements de 10 h les confirment, mais ne permettent pas d'observer les variations du rapport G/I. On donne 0,05 U/kg d'insuline toutes les 2 h, par la voie intramusculaire I. M.; le glucagon est injecté I. M., en quantités variables, toutes les 2 h ou toutes les heures. La glycémie est déterminée toutes les heures; le résultat de chaque dosage permet de prévoir la dose de glucagon à injecter à l'heure suivante, pour que la glycémie reste normale. Le rapport G/I est égal au rapport en poids des doses de glucagon et d'insuline injectées en 2 h (4).

1. *Diminution du rapport* G/I *de* 1 *à* 36 h *après la pancréatectomie.* — On suit la chute de la glycémie pendant 2 à 4 h, pour s'assurer que la pancréatectomie est totale; puis on commence les injections, à raison de 100 μg/kg de glucagon (dose souvent insuffisante pendant les premières

heures) pour 2,5 μg/kg d'insuline (0,05 U). La dose de glucagon nécessaire diminue progressivement et atteint 7,5 à 20 μg au bout de 30 à 36 h. Nous expliquerons dans un prochain travail la nécessité de doses élevées de glucagon pendant les premières heures par une déficience hypophysaire passagère. Le rapport G/I passe donc de 40 à une valeur comprise entre 3 et 8.

La courbe 1 représente l'évolution de la glycémie de la ♀ n° 148; à partir de 30 h, une injection de 15 μg de glucagon fait monter la glycémie et le rapport devient inférieur à 6. Le même animal est ensuite traité pendant 10 h, le 3[e] et le 4[e] jour après l'opération. On voit que, pour 10 μg de glucagon, la glycémie reste normale, alors qu'elle monte quand on injecte 15 μg. Le rapport G/I est donc égal à 4 pendant ces deux périodes.

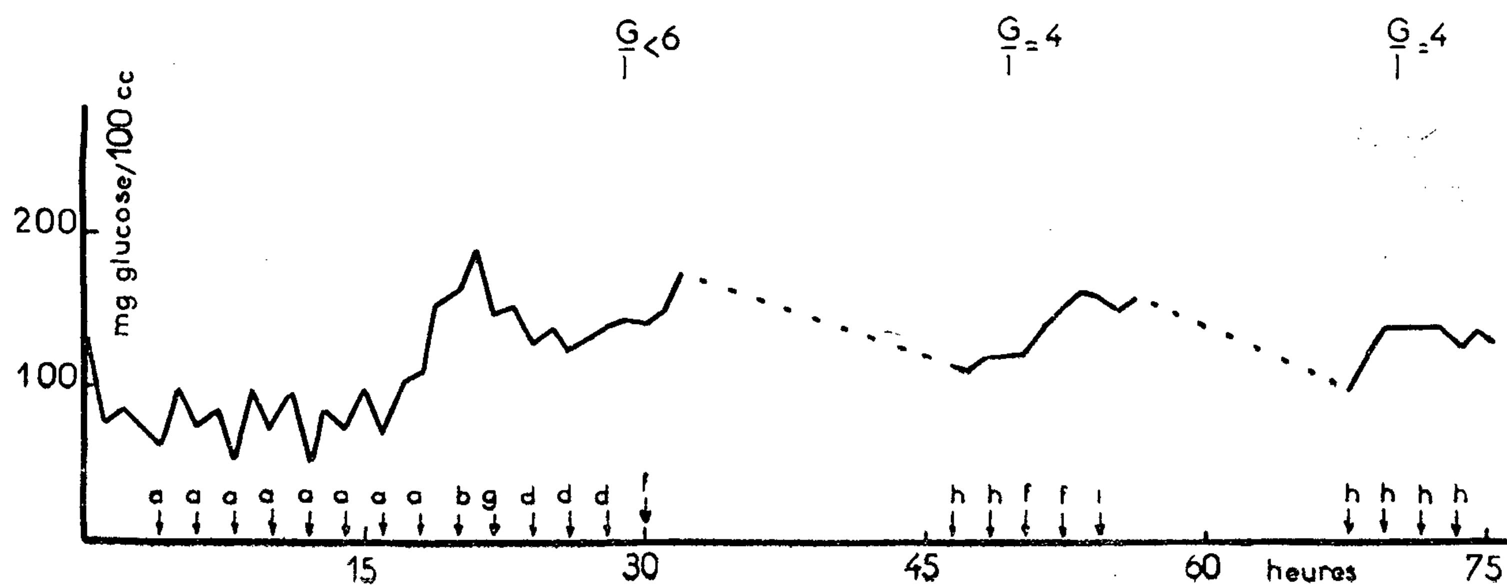


Fig. 1. — ♀ n° 148. Évolution de la glycémie et du rapport G/I de 1 à 76 h après l'opération. Chaque flèche correspond à une injection I. M. de 0,05 U d'insuline, accompagnée des quantités de glucagon indiquées par les lettres suivantes : *a*, 100 μg; *b*, 50 μg; *c*, 25 μg; *d*, 20 μg; *e*, 17,5 μg; *f*, 15 μg; *g*, 12,5 μg; *h*, 10 μg; *i*, 5 μg; *j*, 2,5 μg; *k*, 0 μg.

2. *Le rapport* G/I *au-delà de* 48 h *après l'opération*. — L'équilibre qui s'est établi en 36 à 48 h se maintient par la suite, mais il subit certaines variations. Quatre canards ont été maintenus en vie par le glucose pendant 48 h, puis traités par le glucagon et l'insuline pendant deux périodes de 36 h (la première commençant le 3[e] jour après l'opération et la deuxième, 7 à 17 jours plus tard). Les valeurs de G/I trouvées pour ces animaux sont données par le tableau.

	Valeurs de G/I.			Valeurs de G/I.	
N°	1[re] période.	2[e] période.	N°	1[re] période.	2[e] période.
245.....	6 à 8	≥ 16	273.......	4, puis 2	3 à 8
253.....	6 à 8	4 à 6, puis > 6	276.......	8	8, puis 6

Le rapport peut donc varier de 2 à 16 d'un animal à l'autre; il n'est pas constant chez un même animal, mais varie dans des limites plus étroites. La courbe 2 montre les variations de la glycémie et du rapport G/I

chez le Canard n° 273. Les facteurs responsables des variations du rapport G/I sont probablement multiples : variations du taux de sécrétion des hormones hypophysaires et corticosurrénales, état du foie, ou variations de la consommation de glucose par les tissus et de l'excrétion du glucose.

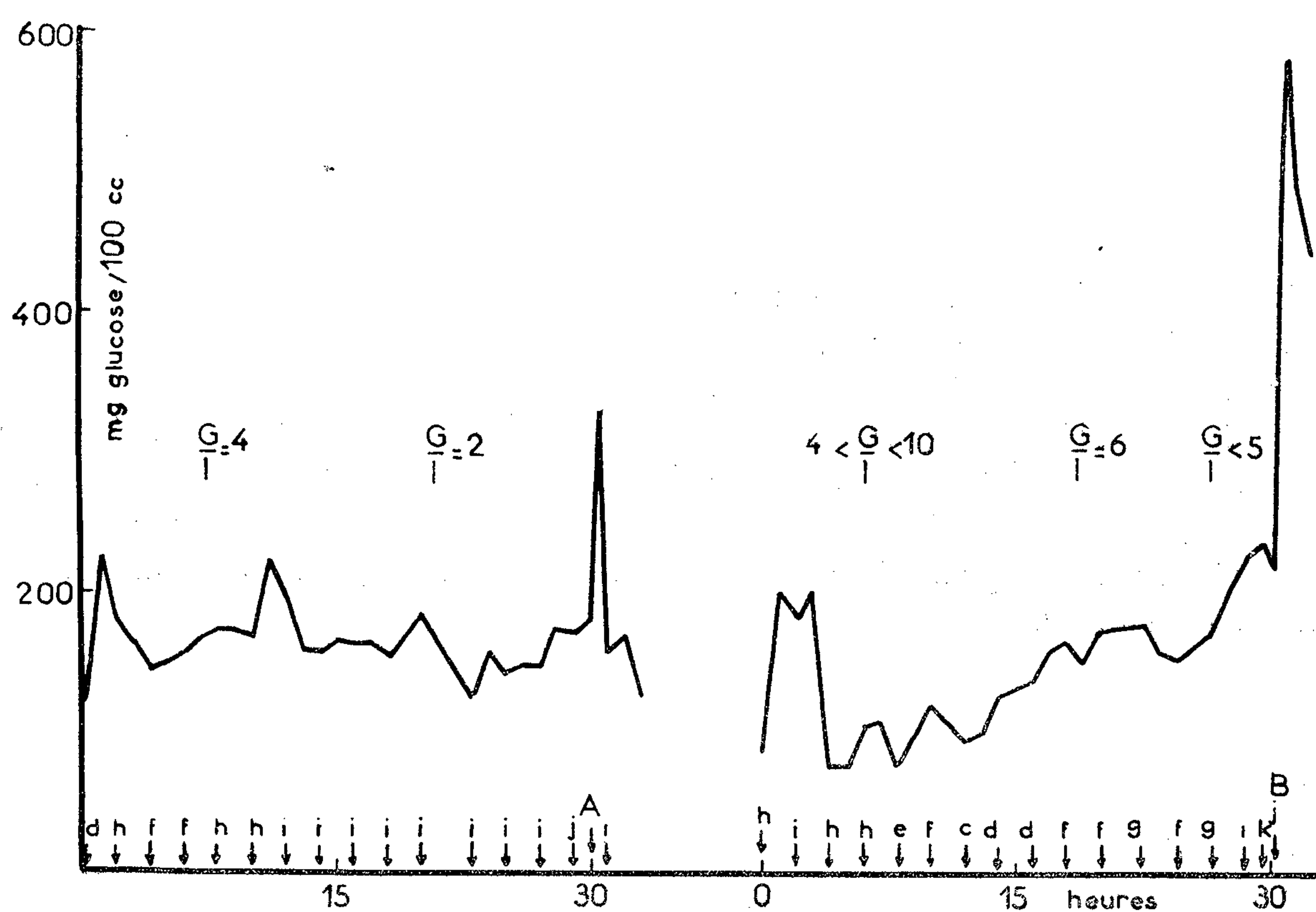


Fig. 2. — ♂ n° 273, suivi pendant deux périodes de 36 h, le 3e et le 16e jours après l'opération. Les notations sont les mêmes que pour la figure 1. Les injections I.V. de glucose et insuline sont indiquées par : A, 1,75 g de glucose par kilogramme, plus 0,3 U par kilogramme d'insuline; B, 1,75 g glucose par kilogramme.

3. *La tolérance au glucose.* — Les animaux des deux groupes ont été soumis à des tests de tolérance au glucose; la courbe de tolérance n'est normale que si l'on injecte en même temps que le glucose 0,2 à 0,4 U/kg I. V. d'insuline. Sur la courbe 2 sont représentés les tests pratiqués sur le Canard n° 273 après 30 h de traitement au glucagon et à l'insuline, pendant lesquelles la glycémie est restée presque constamment dans les limites normales. Dans le premier test, la tolérance est normale : on a injecté, en même temps que le glucose, 0,3 U/kg d'insuline I. V. La deuxième réponse est de type diabétique : on a seulement continué pendant le test les injections I. M. de glucagon et d'insuline.

Avant d'appliquer ces faits aux modalités de sécrétion du pancréas, il faut faire certaines réserves : il aurait été préférable d'injecter les deux hormones dans la veine pancréatico-duodénale, en injection continue; les quantités absolues d'hormones auraient certainement été diminuées, le rapport aurait pu également être modifié. D'autre part, les hormones

employées ne sont pas pures; les chiffres que nous donnons ne représentent que des valeurs approximatives du rapport G/I. Enfin, on aurait intérêt à prolonger les expériences.

Compte tenu de ces réserves, il semble que, pendant le jeûne, le pancréas du Canard sécrète du glucagon et de l'insuline dans un rapport compris entre 2 et 16, suivant les sujets; chez un même animal, ce rapport varie également, avec le temps, mais dans des proportions plus faibles. D'autre part, une injection de glucose provoque une hypersécrétion momentanée d'insuline; pour 1,75 g de glucose, elle est de l'ordre de 0,2 à 0,4 U d'insuline.

(1) *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1851.

(2) *J. Physiol.* (Paris), 48, 1956, p. 647.

(3) *Brookhaven Symposia in Biology*, n° 5.

(4) Il a été calculé d'après les données suivantes : nous avons utilisé du glucagon Lilly, envoyé par le Docteur W. W. Bromer (glucagon amorphe, lot n° 208-211 B-197, d'une pureté de 50 % ; glucagon cristallisé, lot n° 258-234 B-54-2); pour calculer le rapport, nous avons divisé par 2 les quantités utilisées de glucagon du premier lot. L'insuline Roussel contient environ 20 U/mg.

BIOLOGIE. — *Formation de sulfite, d'acide cystéique et de taurine à partir de sulfate par l'embryon de poulet.* Note (*) de MM. **François Chapeville** et **Pierre Fromageot**, présentée par M. Robert Courrier.

On montre dans la présente Note que la formation de la taurine à partir de sulfate par l'embryon de poulet, implique la réduction du sulfate en sulfite et la synthèse de l'acide cystéique. Le jaune accompagné du sac vitellin est responsable de ces réactions.

La taurine est l'acide aminé soufré dont la concentration à l'état libre est la plus élevée chez l'embryon de poulet. Cette taurine se forme par dégradation oxydative de la cystéine ou de la cystine (1), (2) et par synthèse à partir du sulfate (3). Si les principales étapes intermédiaires qui conduisent chez l'embryon de poulet, de la cystine à la taurine sont actuellement connues (2), on n'avait pas d'indication sur le mécanisme de sa synthèse à partir du sulfate. Dans la présente Note, on étudie les modalités de la synthèse par l'œuf embryonné âgé de 17 jours, de la taurine à partir du sulfate, *in vivo* et *in vitro* et l'on démontre qu'il y a d'abord réduction du sulfate en sulfite, incorporation du sulfite à une molécule organique pour former de l'acide cystéique, ultérieurement décarboxylé en taurine.

1° Réduction du sulfate en sulfite. — *a. In vivo.* — On introduit par injection intraveineuse du sulfate ^{35}S (600 μc dans 0,6 ml) dans un embryon vivant et 400 mg de SO_3Na_2 ordinaire. On congèle dans l'azote liquide, broie à 0° dans 50 ml NaOH 0,1 M saturé de ClNa, centrifuge à 0°, pendant 1 h, à 40 000 g et

précipite du surnageant le sulfate et le sulfite par l'acétate de baryum à 10 %. Le précipité est décomposé à 70° par l'acide phosphorique dilué au 1/3 et le SO_2 est recueilli dans 20 ml d'alcool sodique à 5 %. Le sulfite de sodium cristallise. La radioactivité totale correspond à 300 000 ipm, soit environ 3 μc. Une expérience utilisant un œuf bouilli conduit dans les mêmes conditions à 500 ipm. Que la radioactivité mesurée correspond bien à du sulfite ^{35}S est établie par :

— Redistillation du précipité alcoolique en présence d'acide phosphorique.

— Réduction spécifique du sulfite en sulfure ^{35}S par le zinc en milieu chlorhydrique ([4]).

— Préparation de l'acide cystéine thiosulfonique ^{35}S ([5]).

b. In vitro. — Les tentatives pour reprendre *in vitro* cette réduction soit avec un homogénat d'embryon, soit avec des tranches d'organes ont été vaines.

Par contre, le jaune et son sac vitellin homogénéisés, réduisent *in vitro* le sulfate en sulfite. On prend : jaune : 12 g, H_2O : 6 ml, $^{35}SO_4Na_2$: 2 mg (400 μc, soit 40.10^6 ipm). On incube 10 mn à 37° sous azote pur. On ajoute 50 mg de SO_3Na_2 ordinaire et 3 ml de PO_4H_3 pur. On recueille et met en évidence le sulfite ^{35}S comme plus haut. On retrouve sous forme de $^{35}SO_3^{--}$: 18 800 ipm. Un témoin bouilli conduit à 330 ipm. Un jaune d'œuf frais s'avère, comme le témoin, incapable d'assurer la réduction du sulfate en sulfite.

2° Formation de l'acide cystéique ^{35}S et de taurine ^{35}S *in vivo* a partir de sulfite ^{35}S. — *a. In vivo.* — On introduit dans un embryon 50 μc de $^{35}SO_3Na_2$ (5 mg) par voie intraveineuse et 10 mn après, 4 mg d'acide cystéique; on sacrifie l'animal et isole la taurine et l'acide cystéique. Ces substances sont radioactives avec les activités spécifiques suivantes : acide cystéique : 1 230 ipm/mg, taurine : 1 020 ipm/mg.

b. In vitro. — Un homogénat d'embryon ou des tranches d'organes, incubés avec du sulfite ^{35}S ne permettent pas d'observer la formation d'acide cystéique ^{35}S ou de taurine ^{35}S. Au contraire, un mélange d'homogénat d'embryon et de jaune, ou le jaune seul, incubés avec du sulfite ^{35}S, utilisent ce sulfite pour la synthèse de ces acides aminés soufrés. Par exemple, on incube à 37°, 21 μc de $^{35}SO_3Na_2$ (3 mg) avec 12 g de jaune et 4 ml d'eau distillée, sous azote pendant 2 h. On isole l'acide cystéique ^{35}S et la taurine ^{35}S formés; calculé en pourcentage de radioactivité par rapport à celle présente dans l'extrait aqueux brut, on retrouve sous forme d'acide cystéique 59,6 % et sous forme de taurine 12,6 %. Des expériences antérieures ([2]) ont montré que l'acide cystéique est décarboxylé *in vivo* comme *in vitro*, par l'embryon de poulet. L'acide cystéique est donc un précurseur de la taurine. En aucun cas, il n'a été possible d'isoler de l'acide cystéinesulfinique ^{35}S ou de l'hypotaurine ^{35}S. De plus, l'addition d'acide cystéique non marqué (concentration 8.10^{-3} M) dans un essai *in vitro*, conduit à la diminution par un facteur 10

de la radioactivité spécifique de la taurine isolée. L'hydrazide de l'acide isonicotinique à la concentration de 5.10^{-2} M inhibe complètement la formation de la taurine, alors que la synthèse de l'acide cystéique persiste. Enfin, l'acide cystéinesulfinique introduit dans le milieu réactionnel (concentration 8.10^{-3} M) n'affecte en rien la synthèse de l'acide cystéique, mais bloque presque totalement sa décarboxylation en taurine, ce qui confirme l'hypothèse ([2]) que l'acide cystéique décarboxylase est un enzyme distinct de l'acide cystéinesulfinique décarboxylase, chez le poulet. Ces résultats montrent que l'acide cystéique est non seulement un précurseur mais le seul précurseur important de la taurine, lors de sa formation à partir du sulfite.

De plus, il est très peu probable qu'il existe une autre chaîne importante de réactions conduisant du sulfate à la taurine. En effet, on réalise les deux expériences parallèles suivantes : I : 7 g de jaune d'œuf embryonné âgé de 17 jours, 3 ml d'eau, 2 mg de $^{35}SO_4Na_2$ (100 μc); II : semblable à I, mais addition de 20 mg de SO_4Na_2 ordinaire. On incube à 38° sous azote pendant 2 h. On extrait l'acide cystéique et la taurine formés. Leur radioactivité rapportée à la radioactivité totale de l'extrait aqueux initial est donnée par le tableau suivant :

	Acide cystéique.	Taurine.	Rapport.
Essai I (sans sulfate).........	54%	15%	28
Essai II (avec sulfate).........	42,5%	9,7%	23,5

La diminution de la radioactivité correspondant à la taurine est accompagnée d'une diminution de l'acide cystéique synthétisé à partir du sulfite, ce qui doit être attribué à une légère perturbation du métabolisme en présence du sulfate. Le rapport taurine/acide cystéique reste néanmoins presque inchangé.

3° FORMATION DE L'ACIDE CYSTÉIQUE ^{35}S ET DE TAURINE ^{35}S *in vivo* À PARTIR DE SULFATE ^{35}S. — Ayant démontré que l'embryon pouvait transformer le sulfate en sulfite d'une part, le sulfite en acide cystéique et taurine d'autre part, on peut s'attendre à l'utilisation directe de sulfate pour la synthèse de ces acides aminés. Pour le vérifier, on injecte à un embryon vivant 300 μc de sulfate ^{35}S sans entraîneur, mélangés soit avec 10 mg d'acide cystéique, soit avec 10 mg d'acide cystéinesulfinique. 5 mn après la fin de l'injection, on sacrifie l'embryon, isole et purifie l'acide cystéinesulfinique, l'acide cystéique et la taurine et en prépare les dérivés dinitrophénylés ([6]), on observe alors que seuls l'acide cystéique et la taurine sont radioactifs. Les activités spécifiques sont : 13 850 ipm/mg pour l'acide cystéique et 8 370 ipm/mg pour la taurine dans le cas d'injection d'acide cystéique entraîneur et 28 200 ipm/mg de taurine dans le cas d'injection d'acide cystéinesulfinique. L'embryon transformant l'acide cystéinesulfinique en acide cystéique ([2]), l'activité spécifique de l'acide cystéique isolé dans le dernier essai n'est pas donnée.

Ainsi la réduction du sulfate en sulfite apparaît chez l'embryon de poulet comme une étape nécessaire à la synthèse des aminoacides soufrés.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

(1) L. J. MACHLIN, L. STRUGLIA et P. B. PEARSON, *Arch. Biochem. Biophys.*, 59, 1955, p. 326.

(2) F. CHAPEVILLE et P. FROMAGEOT, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 38, 1956, p. 1143.

(3) L. J. MACHLIN, *Fed. Proc.*, 13, 1954, p. 466.

(4) P. FROMAGEOT et H. PEREZ-MILAN, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1061.

(5) H. T. CLARKE, *J. Biol. Chem.*, 97, 1932, p. 235.

(6) P. FROMAGEOT, F. CHAPEVILLE et L. PETIT, *Biochim. Biophys. Acta.* (sous presse)

BIOLOGIE. — *Sur le déterminisme de la construction des cellules de mâles chez les Abeilles.* Note de MM. **ROGER DARCHEN, CLAUDE VIZIER** et **MAURICE VUILLAUME**, présentée par M. Robert Courrier.

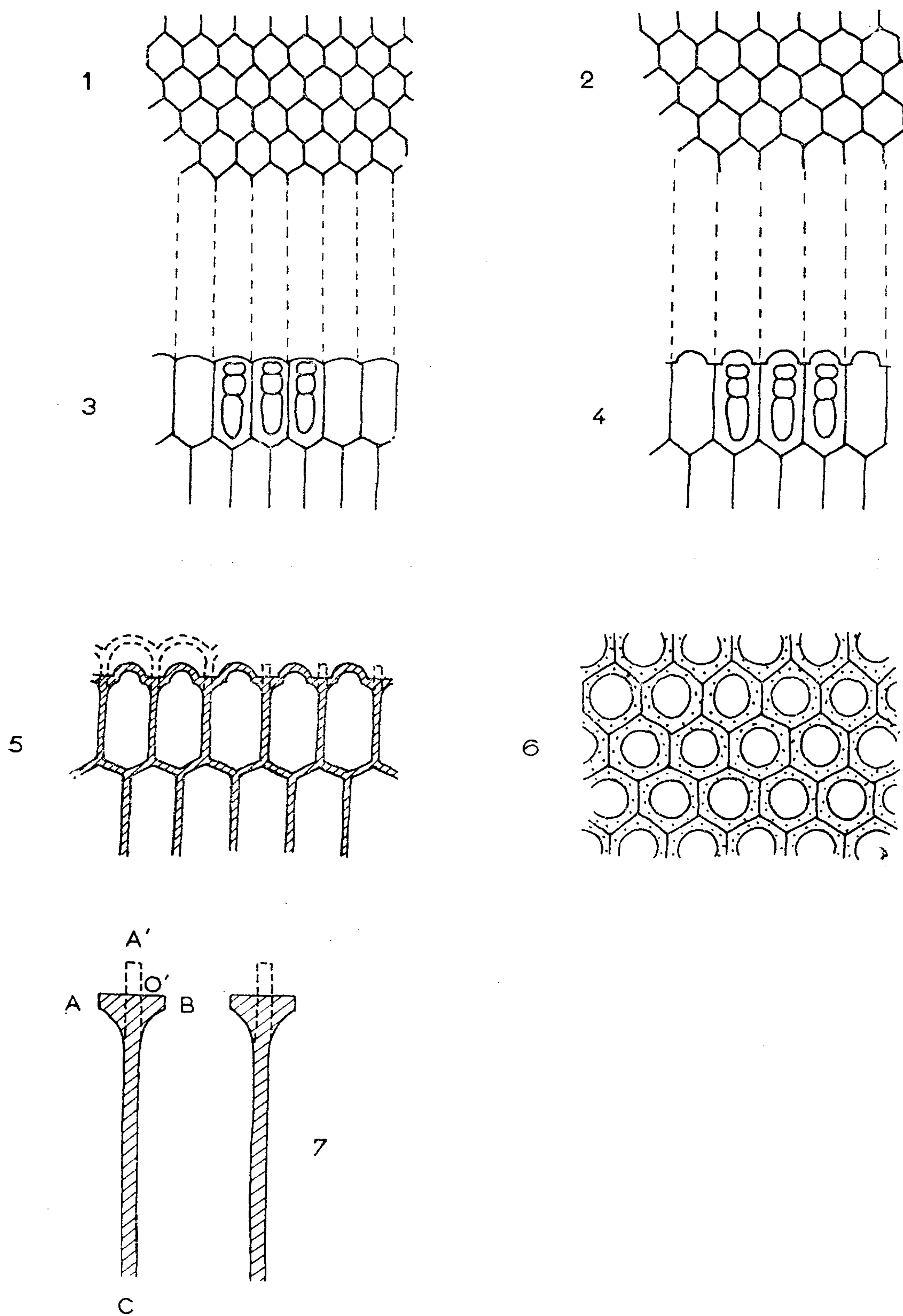
Le déterminisme de la construction des cellules royales chez les Abeilles a déjà été étudié par plusieurs auteurs [C. G. Butler (1), M. Vuillaume (2)]. Mais il n'existe par contre que fort peu de travaux qui s'intéressent aux cellules de mâles.

On sait qu'au printemps, et aussi quand la reine, vieillie, a épuisé sa provision de spermatozoïdes, des œufs non fécondés, qui donnent des mâles, sont pondus dans des alvéoles élargis : ou ces alvéoles sont construits d'emblée par les ouvrières, ou ils proviennent d'alvéoles d'ouvrières élargis; comme l'a vu H. Gontarski (3), les abeilles inclinent alors la cloison des cellules de manières variées pour obtenir une logette plus spacieuse, et la recouvrent, avant la nymphose, d'un opercule bombé d'une forme très spéciale. Or, nous avons constaté, par un artifice expérimental assez simple que des cellules de mâle pouvaient être reconverties en cellules pour ouvrières.

Transformation des cellules de mâles en cellules pour ouvrières. — Lorsqu'on introduit une jeune reine fécondée dans une ruche garnie uniquement de cellules de mâles, une très grande partie des alvéoles sont transformés en cellules d'ouvrières, d'une manière très particulière. Les abeilles raccourcissent alors la partie la plus externe des cellules, en élargissant les bords, ce qui forme un anneau épais, sorte d'opercule incomplet, autour de l'orifice; elles ferment ces cellules, au moment de la nymphose, par un petit opercule bombé, dont la présence s'explique facilement, car il allonge sensiblement la cellule qui avait été raccourcie et permet à la nymphe de loger sa tête dans le creux de l'opercule. On voit sur la figure 7 que la cire de OA′ a servi à construire les parties OA et OB; corrélativement, CA′ = 14,6 mm pour des cellules normales de mâles et d'ouvrières et 10,9 mm pour ces cellules modifiées.

Cette modification est très rapide, et survient, comme nous avons pu nous en rendre compte, même avant que la reine ait pondu. *Ce n'est donc*

point la présence d'une larve ou d'un œuf d'ouvrière dans une cellule trop grande qui déclenche le rétrécissement de l'orifice, mais la présence de la reine féconde, agissant aussitôt sur le comportement des ouvrières. Les quelques mensurations faites sur la longueur de l'aile antérieure et du fémur postérieur d'abeilles nées dans les cellules de mâles modifiées ne



1 et 3, vue en coupe et en plan de cellules d'ouvrières, avec nymphes en place; 2 et 4, vue en coupe et en plan de cellules de mâles; 5 et 6, vue en coupe et en plan de cellules de mâles transformées en cellules d'ouvrières. On a représenté en 5, en pointillé, le contour supérieur de la cellule de mâle normale, avec son opercule bombé. En 7, détail de la transformation des cloisons des cellules, pour en faire des alvéoles de larves d'ouvrières.

donnent aucune différence avec les abeilles nées de la même reine dans des cellules d'ouvrières normales. Nous sommes donc en contradiction avec A. S. Michailoff (4) qui a fait pondre également des reines dans des cellules de mâles et trouve une augmentation notable (quoique très variable) de la longueur de l'aile antérieure; il est vrai que la reine de Michailoff était âgée de trois ans et il ne semble pas que les abeilles aient alors sensiblement modifié les cellules de mâles. Dans les mêmes conditions, von Berlepsch note que l'opercule des ouvrières élevées dans les cellules de mâles était plat, alors que nous le trouvons bombé (mais d'une forme intermédiaire entre celle de l'opercule de mâle et de l'opercule d'ouvrière). Nous manquons de détails sur les conditions précises où s'est placé von Berlepsch (5).

Le bourrelet placé par les ouvrières à l'orifice des cellules rappelle certaines observations de K. Freudenstein (6) qui furent passablement controversées. Il avait noté que les abeilles rétrécissent par un bourrelet spécial (« Befrüchtungsring ») l'orifice des cellules royales un peu avant que la reine ne vienne y pondre, comme pour le ramener à la taille des cellules d'ouvrières. Freudenstein admettait ainsi avec beaucoup d'autres que la taille de l'orifice cellulaire conditionnait, par action réflexe sur les voies génitales de la femelle, la fécondation ou la non fécondation de l'œuf. Toutefois à la lumière de très nombreuses observations (celles de Michailoff et bien d'autres), où à la suite d'interventions expérimentales diverses, les reines pondent des œufs d'ouvrières dans des cellules de mâles ou dans des cellules fort élargies, il nous paraît que le mécanisme qui relie la taille de la cellule à la fécondation de l'œuf n'est pas *toujours* le seul et qu'il doit pouvoir être suppléé par d'autres, fort différents.

Transformation de cellules d'ouvrières en cellules de mâles. — Nous n'avons pas encore exécuté suffisamment d'expériences dans cette deuxième direction. Il nous semble toutefois que le passage de cellules de mâles à cellules d'ouvrières est beaucoup plus lent que dans le sens contraire. La présence de la reine tend à inhiber dans certains cas l'apparition des mâles : F. N. Kovtun (7) introduit par divers artifices plusieurs reines fécondes ensemble et sans séparation dans une ruche, et parvient à les y faire vivre côte à côte; dans ces conditions, il ne voit plus apparaître de mâles. Lorsque ceux-ci sont procréés en grand nombre, à la fin du printemps, cela provient peut-être de ce que l'ectohormone royale est diluée dans une population trop nombreuse [J. Pain (8)]; une dilution ultérieure, lorsque la population augmente encore, provoquerait l'apparition des cellules royales.

En résumé, l'âge et la fécondité de la reine gouvernent chez les Abeilles l'apparition des cellules de mâles, la transformation des cellules de mâles en cellules d'ouvrières et la transformation inverse.

(1) *Bee World*, 35, 1954, p. 169-176.
(2) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 185, 562.
(3) *Z. vergl. Physiol.*, 21, 1934, p. 681-698.
(4) *Arch. Bienenk.*, 1927, p. 313.
(5) *Die Biene und ihre Zucht mit beweglicher Waben*, 3 Aufl., Schneider Verl., 1873.
(6) *Neue Bienenzeit.*, 31, 1932.
(7) *Pschelovodstvo*, 9, 1949, p. 28-30.
(8) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 670.

GÉNÉTIQUE. — *Comportement héréditaire du rufisme chez les Oniscoïdes :* Porcellio dilatatus *Br. et* Haplophthalmus danicus *B. L.* Note (*) de M. **Jean-Jacques Legrand**, présentée par M. Louis Fage.

1. Mutation *rubra* de *Porcellio dilatatus* Brandt. — Elle se caractérise par une belle coloration orange des tergites, orange-pâle des sternites et des appendices. Les yeux sont rubis, très clair chez les jeunes, plus sombre chez les adultes.

Cette mutation est apparue en 1954 dans mes élevages, par croisement de deux individus d'aspect sauvage recueillis dans une cave à Poitiers. La portée, de 13 pulli, comprenait 6 ♂ et 7 ♀ avec la répartition suivante : ♂, 1 *rubra* + 5 sauvages; ♀, 2 *rubra* + 5 sauvages.

Il pouvait donc s'agir du croisement de deux hybrides (chiffres théoriques : 3,25 et 9,75).

a. Croisement pur. — Les ♀ *rubra* ont été croisées avec leur frère de même phénotype. La première a donné en 1955-1956 six portées de 125 individus, tous *rubra*. La deuxième a donné dans la même période quatre portées de 112 individus, également tous *rubra*.

b. Croisement en retour. — Une ♀ *rubra* a été croisée avec le ♂ d'aspect sauvage père de la première portée, considéré comme hybride. Elle a donné en tout trois portées de 18 pulli qui se répartissent ainsi :

♂, 5 *rubra* + 5 sauvages; ♀, 4 *rubra* + 4 sauvages, ce qui correspond exactement aux proportions théoriques d'un croisement en retour.

c. Croisement entre hybrides. — 4 ♀ d'aspect sauvage, issues de la portée de 1954 ont été croisées avec leurs frères de même phénotype (F_2). Deux de ces croisements n'ont donné naissance qu'à des individus d'aspect sauvage et la F_3 n'a également comporté que des individus d'aspect sauvage. Il s'agissait donc d'individus sauvages purs. Par contre, les deux autres ♀ ont donné naissance, l'une à 127, l'autre à 54 pulli, se répartissant ainsi :

rubra : 29 + 8; sauvages : 98 + 46, ce qui correspond sensiblement aux nombres théoriques d'un croisement de monohybridisme (45 et 136).

Le caractère *rubra* de *Porcellio dilatatus* dépend donc d'un gène auto-

somique *rubrum* (symbole *r*) récessif par rapport à un allèle $+^r$ dont dépend la pigmentation noire du corps et des yeux.

2. MUTATION *rufocellata* D'*Haplophthalmus danicus*. — Les espèces de genre *Haplophthalmus* présentent une dépigmentation presque complète, sauf au niveau des deux ocelles qui sont normalement noirs. Il existe cependant des vestiges d'un réseau pigmentaire tergal sous forme de quelques chromatophores noirs chez *H. danicus*.

J'ai décrit en 1954 [1] une variété d'*Haplophthalmus danicus*, en provenance de l'Ile d'Aix et de Fouras (Charente-Maritime), caractérisée par la couleur rouge de ses deux ocelles. Le reste du corps est translucide, avec parfois quelques traces de chromatophores rougeâtres.

Le point de départ de cette étude du comportement héréditaire de la variété *rufocellata* a consisté à croiser 2 ♀ d'aspect sauvage avec des ♂ *rufocellata*. Ces ♀ ont engendré l'une, 5 pulli : 2 ♂ (1 *rufocellata* + 1 sauvage); 3 ♀ (1 *rufocellata* + 2 sauvages), la deuxième 9 pulli : 6 ♂ (3 *rufocellata* + 3 sauvages); 3 ♀ (2 *rufocellata* + 1 sauvage). Il devait donc s'agir de 2 ♀ hybrides et les chiffres obtenus semblaient correspondre à un croisement en retour.

a. Croisement pur. — 2 ♀ *rufocellata* croisées avec 1 ♂ de même phénotype ont engendré, la première 4 pulli, la deuxième 3 pulli, tous de phénotype *rufocellata*.

b. Croisement entre hybrides. — Une ♀ d'aspect sauvage issue de la première portée a été croisée avec son frère de même phénotype. Elle a engendré 8 pulli, dont 2 *rufocellata* et 6 sauvages, ce qui correspond aux chiffres d'un croisement de monohybridisme.

c. Croisement en retour. — Parmi les individus issus des portées originelles 4 ♀ d'aspect sauvage ont été croisées avec des ♂ *rufocellata* et 1 ♀ *rufocellata* a été croisée avec 1 ♂ d'aspect sauvage.

Les 41 pulli obtenus se répartissent :

♀.	*Rufocellata.*	Sauvage.
♀1	13	13
♀2	2	2
♀3	3	2
♀4	2	2
♀5	1	1
TOTAUX	21	20

Ceci correspond bien aux nombres d'un croisement en retour.

Le caractère *rufocellata d'Haplophthalmus danicus* dépend donc d'un gène autosomique que je désignerai par le terme *rubrum* et le symbole *r*, récessif par rapport à un allèle $+^r$ dont dépend la pigmentation noire des ocelles.

De même que le pigment rouge-orangé de la mutation *rubra* de *Porcellio dilatatus*, le pigment rouge des ocelles d'*Haplophthalmus danicus rufocellatus* n'est pas soluble dans l'alcool : il doit s'agir, dans l'un et l'autre cas, d'une même étape intermédiaire de la pigmentogénèse normale.

Il est remarquable de constater que les mutations connues chez deux espèces du genre *Armadillidium* : *A. nasatum* B. L. et *A. vulgare* Lat. sont des mutations dominantes, tandis que la mutation *rubra* de *Jæra marina* est récessive comme celles de *Porcellio dilatatus* et d'*Haplophthalmus danicus*.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

RADIOBIOLOGIE. — *L'emploi des résines échangeuses d'ions en cas de contamination interne par des radioéléments.* Note (*) de MM. **Georges Michon** et **Lucien Jeanmaire**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

Les résines échangeuses d'ions administrées per-os, après l'ingestion d'un radioélément, retiennent une partie de celui-ci dans le tube digestif et diminuent d'autant la fixation dans l'organe critique.

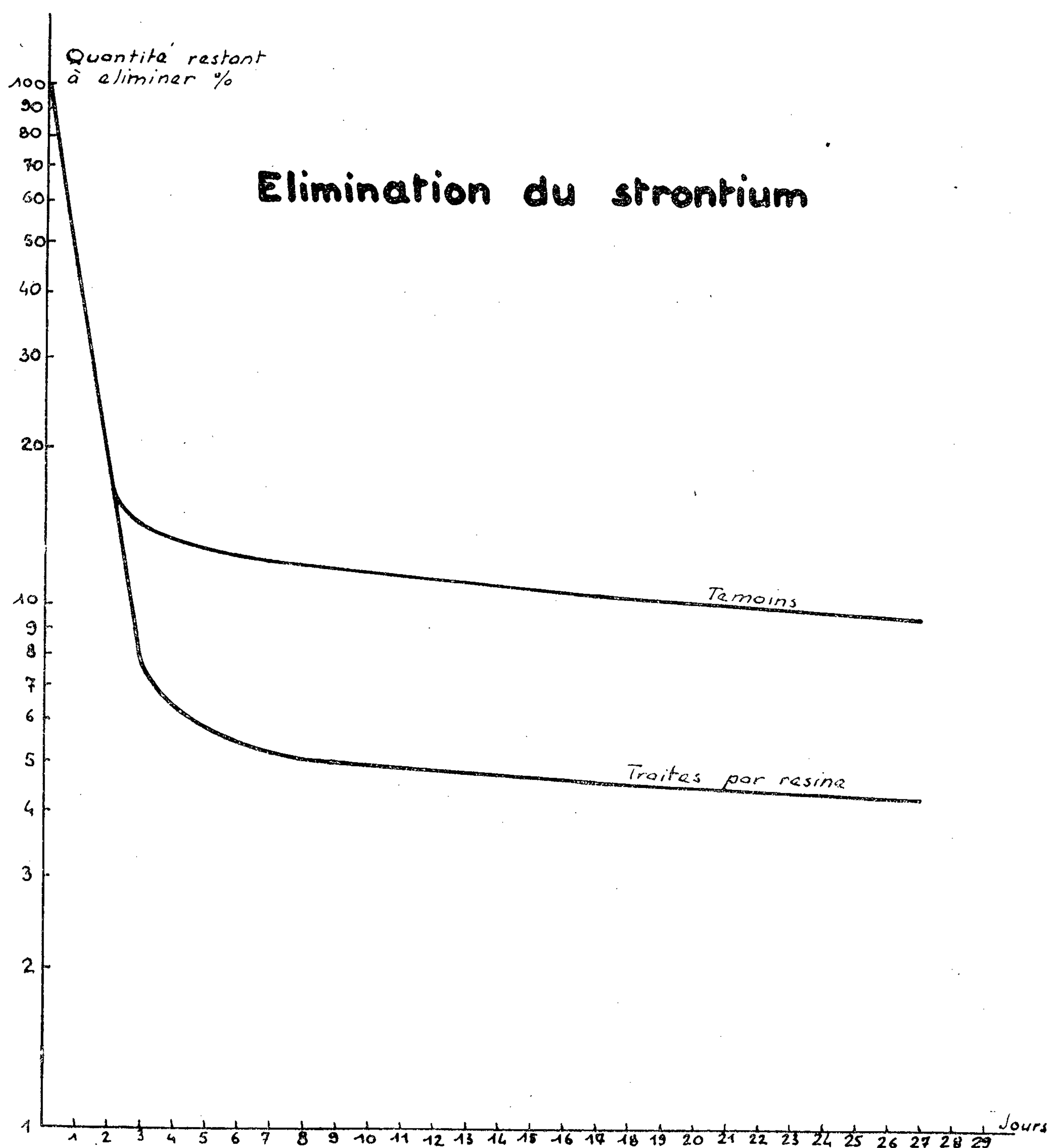
L'absorption digestive est l'une des voies les plus courantes de la contamination accidentelle des individus. Il importe d'essayer de diminuer ce risque. On peut y parvenir de nombreuses manières : soit en essayant de modifier le métabolisme, soit en essayant plus précocement de diminuer l'absorption intestinale. C'est vers cette deuxième voie que nous nous sommes orientés.

Le radioélément choisi est le ^{90}Sr qui, parmi les produits de fission, est l'un des plus dangereux. L'expérimentation a été conduite sur des rats mâles adultes de souche Wistar, soumis à un jeûne préalable de 24 h avec eau à volonté. A l'aide d'une aiguille hypodermique recourbée introduite dans l'œsophage par voie pharyngée, on administre à chaque animal 0,2 ml d'une solution chlorhydrique 0,1 N de ^{90}Sr + ^{90}Y sans entraîneur, d'activité 3,5 mc/ml. Dans les minutes qui suivent cette ingestion, on administre, à l'aide d'une sonde allant jusque dans l'estomac, une suspension de résine cationique finement broyée.

Les animaux, groupés par lots, sont conservés pendant un mois dans des cages permettant de récolter urines et fèces. Tous les jours on recueille les excrétas et l'on mesure leur activité en ^{90}Sr. A la fin du mois les animaux sont sacrifiés et la radioactivité de différents tissus est mesurée.

Le graphique I montre que les animaux traités éliminent davantage de ^{90}Sr dans les premiers jours que les animaux témoins ayant absorbé

du ^{90}Sr mais n'ayant pas reçu de résine. Par la suite, les courbes d'élimination sont parallèles. On peut en déduire que l'absorption de résine ne modifie pas le métabolisme du strontium, mais diminue seulement son absorption digestive.



L'examen des prélèvements de tissus effectués au bout de 30 jours montre que le strontium est fixé dans les os, comme cela est d'ailleurs bien connu. Nous avons cependant observé une très faible activité du muscle mais qui ne nous a pas permis de caractériser le strontium; quant aux autres organes, ils ne présentent aucune activité décelable.

L'examen du tableau montre que la fixation du ^{90}Sr au niveau de

l'os se trouve fortement diminuée par l'administration de résine. D'autres études sont en cours :

— d'une part pour essayer d'augmenter l'efficacité du procédé par le choix de résines ou de mélanges de résines mieux adaptées;

— d'autre part, pour connaître le temps disponible entre l'ingestion de strontium et l'administration de résines sans nuire à l'efficacité de celles-ci.

L'intérêt d'un tel traitement réside dans son application facile, son absence de danger et le fait qu'il n'entraîne aucune contre-indication pour une action ultérieure éventuelle sur le métabolisme.

Nature de la résine.	Quantité de résine (mg).	Forme.	Nombre d'animaux.	Activité moyenne du squelette le 30ᵉ jour (coups/mn).
Témoins sans résine :			6	13 500
Permutite 50	250	Cycle Na et K dans le rapport plasmatique en suspension aqueuse (*)	5	3 500
Témoins sans résine :			6	15 000
Permutite 50	350	Cycle Na et K dans le rapport plasmatique en suspension aqueuse	5	4 300
Permutite 50	350	*Idem*	5	3 900
Témoins sans résine :			6	23 700
Permutite 50	350	Cycle H^+ en suspension aqueuse	5	13 100
Permutite 50	350	Cycle H^+ en suspension HCl 0,1 N	6	3 200
Polyphénolique polycarboxylique	350	Cycle H^+ en suspension aqueuse	6	8 200
Polyphénolique polycarboxylique	350	Cycle H^+ en suspension dans sérum physiologique	6	4 300

(*) La résine est saturée en Na et K au moyen d'une solution qui contient 130 méquiv de Na par litre et 5 méquiv de K.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Le métabolisme du carbone dans la chimioautotrophie. Fixation de l'anhydride carbonique sur l'acide phosphoénolpyruvique.* Note (*) de MM. **Jean-Paul Aubert, Gérard Milhaud** et Mlle **Jacqueline Millet**, transmise par M. Maurice Lemoigne.

La bactérie autotrophe *Thiobacillus denitrificans* incorpore le CO_2 par deux processus distincts : l'un par carboxylation du ribulose-diphosphate, l'autre par carboxylation de l'acide phosphoénolpyruvique. 90 % du CO_2 total sont incorporés par la première voie, 10 % par la seconde.

Nous avons montré précédemment que le mode d'incorporation de l'anhydride carbonique par les bactéries chimioautotrophes était semblable à celui des organismes photosynthétiques ([1]), ([2]).

On pouvait toutefois se demander si la fixation du CO_2 par la carboxydismutase était la seule voie d'entrée de ce composé dans le métabolisme. La répartition de la radioactivité dans les atomes de carbone des acides aspartique et glutamique synthétisés après des temps courts d'exposition des bactéries au $^{14}CO_2$ permet de postuler l'existence d'un second mode d'incorporation; cette hypothèse est vérifiée par des expériences d'enzymologie; enfin nous avons déterminé l'importance relative des deux modes d'incorporation pendant la croissance bactérienne.

TECHNIQUES. — Les méthodes de culture de la souche de *Thiobacillus denitrificans* ainsi que toutes les techniques d'isolement des composés intermédiaires formés en présence de $^{14}CO_2$ ont été décrites d'autre part ([1]), ([2]).

Pour analyser la radioactivité incorporée dans les différents atomes de carbone de l'acide aspartique nous avons utilisé la 4-aspartique décarboxylase décrite par Senez ([4]). Cet enzyme transforme l'acide aspartique en CO_2 et en alanine qui est ensuite dégradée selon la méthode de Van Slyke modifiée par Benson ([5]). Cette méthode est également employée pour déterminer la radioactivité du carbone 1 de l'acide glutamique.

RÉSULTATS. — 1. *Répartition de la radioactivité dans les acides aspartique et glutamique.* — Après 10 s d'exposition des bactéries au $^{14}CO_2$ la répartition de la radioactivité dans les deux composés est la suivante :

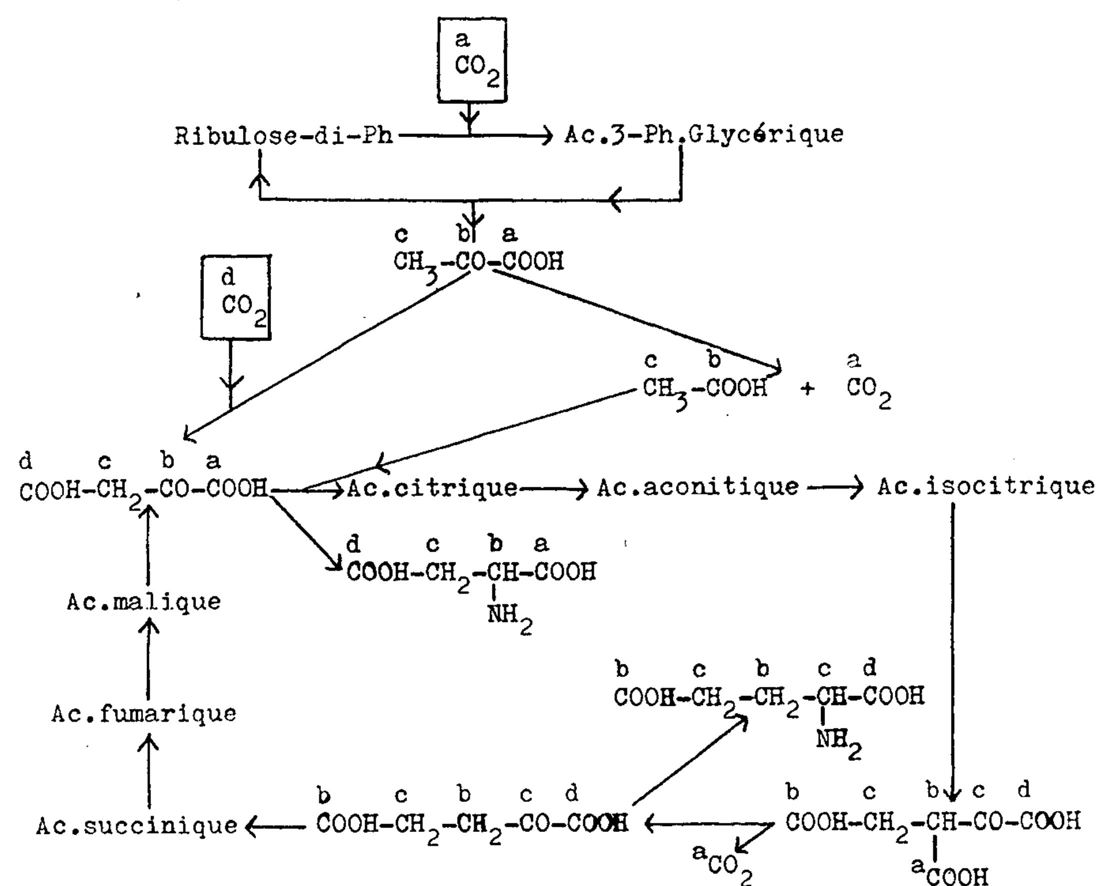
Acide aspartique	26 %	dans le	C 1
	74	»	C 4
» glutamique................	92	»	C 1

On sait qu'il existe chez les bactéries chimioautotrophes un cycle d'assimilation du CO_2 analogue au cycle de Calvin ([2]); d'autre part l'existence à l'intérieur des bactéries des acides citrique, succinique, fumarique, malique, laisse supposer l'existence d'un cycle de Krebs ([3]). Ces deux cycles sont reliés par l'intermédiaire de l'acide pyruvique et sont représentés schématiquement sur la figure ci-après. Les lettres affectées aux atomes de carbone servent uniquement à suivre leurs positions dans les différents composés.

Nous avons vu précédemment ([2]) que l'acide 3-phosphoglycérique formé après 10 s contient 91 % de sa radioactivité dans le groupe carboxylique, il doit en être de même de l'acide phosphoénolpyruvique qui en dérive.

Le mode de marquage dans les temps courts des acides aspartique et glutamique s'accorde avec l'hypothèse d'une carboxylation au stade

pyruvique et d'un fonctionnement classique du cycle de Krebs. Dans ces conditions en effet, le C 4 de l'acide aspartique doit être plus fortement marqué que le C 1 puisque la radioactivité spécifique du CO_2 incorporé est supérieure à celle du carbone du groupe carboxylique de l'acide phosphoénolpyruvique, la radioactivité du CO_2 incorporé sur le ribulose-diphosphate étant successivement diluée dans les réserves intracellulaires en acide 3-phosphoglycérique et phosphoénolpyruvique.



En ce qui concerne l'acide glutamique, on comprend que la radioactivité soit pratiquement concentrée dans le C 1 puisque le seul groupement marqué de l'acide phosphoénolpyruvique est perdu sous forme de CO_2 au moment de la décarboxylation de l'acide oxalosuccinique en acide α-cétoglutarique.

2. *Fixation du* CO_2 *par les poudres bactériennes en présence d'acide phosphoénolpyruvique.* — Les cellules séchées contenant des transaminases, le fonctionnement de l'enzyme fixant le CO_2 sur l'acide phosphoénolpyruvique aboutit à la formation d'acide aspartique.

Mélange réactionnel complet : poudres bactériennes : 10 mg, phosphoénolpyruvate ou pyruvate de sodium : 5 μM, $^{14}CO_3Na_2$: 2 μC (0,1 μM). Volume total : 0,3 ml. Incubation : 1 h à 30° dans l'air.

A la fin de l'expérience le mélange réactionnel additionné de 1,2 ml d'alcool à 80 % est porté pendant 1 mn au bain-marie bouillant, l'extrait est ensuite analysé par chromatographie sur papier.

Les poudres bactériennes, en présence de $^{14}CO_2$ seul ou de $^{14}CO_2$ et de pyruvate, n'incorporent pratiquement pas de radioactivité; en revanche, en présence de $^{14}CO_2$ et de phosphoénolpyruvate l'incorporation est impor-

tante et la radioactivité se retrouve presque entièrement sous forme d'acide aspartique. L'analyse de ce composé montre que toute la radioactivité se trouve dans le C 4.

Le CO_2 se fixe donc sur l'acide phosphoénolpyruvique pour donner vraisemblablement de l'acide oxaloacétique qui est ensuite transformé en acide aspartique.

3. *Importance relative des deux modes d'incorporation du* CO_2. — Le mode d'incorporation du CO_2 sur l'acide phosphoénolpyruvique étant établi, nous avons déterminé l'importance de cette voie par rapport à celle de la fixation sur le ribulose-diphosphate.

Après 10 s d'exposition des bactéries au $^{14}CO_2$, les seuls composés ayant une radioactivité appréciable sont : l'acide 3-phosphoglycérique, les hexoses-phosphates, le sédoheptulose-phosphate, le ribulose-diphosphate, l'acide phosphoénolpyruvique et les acides aspartique et glutamique. La radioactivité incorporée dans les acides nucléiques et dans les protéines est pratiquement négligeable.

Dans une telle expérience la radioactivité incorporée par carboxylation du ribulose-diphosphate est représentée par la somme de la radioactivité présente dans les corps phosphorylés décrits ci-dessus plus 26 % de la radioactivité de l'acide aspartique. La radioactivité incorporée par carboxylation de l'acide phosphoénolpyruvique est représentée par 74 % de la radioactivité de l'acide aspartique plus celle de l'acide glutamique.

Pratiquement, on réalise cette expérience en ajoutant à des bactéries en croissance du carbonate radioactif et en les tuant après 10 s de contact. L'analyse des différents composés formés montre qu'environ 10 % du CO_2 total sont incorporés par condensation sur l'acide phosphoénolpyruvique et 90 % sur le ribulose-diphosphate.

Conclusion. — A côté du mode de fixation du CO_2 sur le ribulose-diphosphate, il existe chez *Thiobacillus denitrificans* une autre voie de fixation par carboxylation de l'acide phosphoénolpyruvique. Au cours de la croissance bactérienne, 90 % du CO_2 sont incorporés par la première réaction et 10 % par la seconde. Les deux réactions sont conditionnées par la présence d'une source d'énergie, l'oxydation du thiosulfate [1], d'autre part la seconde carboxylation est déterminée par la première grâce à laquelle l'acide phosphoénolpyruvique est synthétisé.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

(1) J. P. AUBERT, G. MILHAUD et J. MILLET, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2059.
(2) G. MILHAUD, J. P. AUBERT et J. MILLET, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 102.
(3) J. P. AUBERT, G. MILHAUD et J. MILLET, *Ann. Inst. Pasteur* (sous presse).
(4) J. C. SENEZ et J. CATTENEO-LACOMBE, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 941.
(5) in M. CALVIN et coll., *Isotopic Carbon*, J. Wiley, New-York, 1949, p. 260.

PHARMACODYNAMIE. — *Sur quelques nouveaux thioamides isonicotiques substitués et leur activité dans la tuberculose expérimentale.* Note de MM. **David Libermann, Maurice Moyeux, André Rouaix, Noël Rist** et Mme **Françoise Grumbach**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Des nouveaux thioamides isonicotiques substitués dans le noyau ont été synthétisés. Leur pouvoir tuberculostatique a été étudié.

Nous avons signalé récemment ([1]) que l'activité tuberculostatique *in vitro* et *in vivo* du thioamide isonicotique (T. I.) est considérablement augmentée par l'introduction de groupements alcoyles en position α du noyau. Poursuivant notre recherche, nous avons préparé et examiné les thioamides isonicotiques suivants :

Composé.	*In vitro* Concentration inhibitrice (μg/ml) Souche H 37 RV.	*In vivo* Dose efficace (mg par souris et par jour) Souche H 37 RV.
Thioamide α-isopropyl-isonicotique	1,2	0,5
Thioamide α-*n*-butyl-isonicotique	0,6	0,25
Thioamide α—*n*-amyl-isonicotique	0,6	1
Thioamide α-*n*-hexyl-isonicotique	2,5	2
Thioamide triméthylène-2 : 3-isonicotique	Inactif à 40	–
Thioamide α-phényl-isonicotique	Inactif à 40	–
Thioamide α-benzyl-isonicotique	0,30	0,5
Thioamide méthyl-2 éthyl-5-isonicotique	40	–
N-oxyde de thioamide méthyl-2 éthyl-5-isonicotique	Inactif à 40	–
Thioamide α-chloro-isonicotique	Inactif à 40	Inactif 2
Thioamide isonicotique	20	1

Comme nous l'avons indiqué dans une Note précédente ([2]), les thioamides isonicotiques substitués se préparent à partir des nitriles correspondants par l'action de H_2S en présence de triéthanolamine. Les nitriles étaient préparés par déshydratation des amides, qui provenaient eux-mêmes de l'ammonolyse des esters correspondants. Pour la déshydratation des amides nous avons utilisé avec succès la nouvelle méthode de Delaby et coll. ([3]), qui consiste dans le traitement des amides par l'oxychlorure de phosphore et la pyridine.

Les 7 premiers esters isonicotiques substitués ont été obtenus à partir des acylpyruvates d'éthyle correspondants, suivant la méthode indiquée précédemment ([2]). L'œnanthyl-pyruvate d'éthyle et le phénylacétylpyruvate d'éthyle n'ont pas été distillés et ont été condensés avec le cyanacétamide à l'état brut.

Les constantes des carbéthoxy-4 cyano-3 pyridones-2, des carboxy-4

pyridones-2, des chloro-2 isonicotates d'éthyle et des isonicotates d'éthyle, produits intermédiaires dans la synthèse des thioamides, sont consignées dans le tableau suivant :

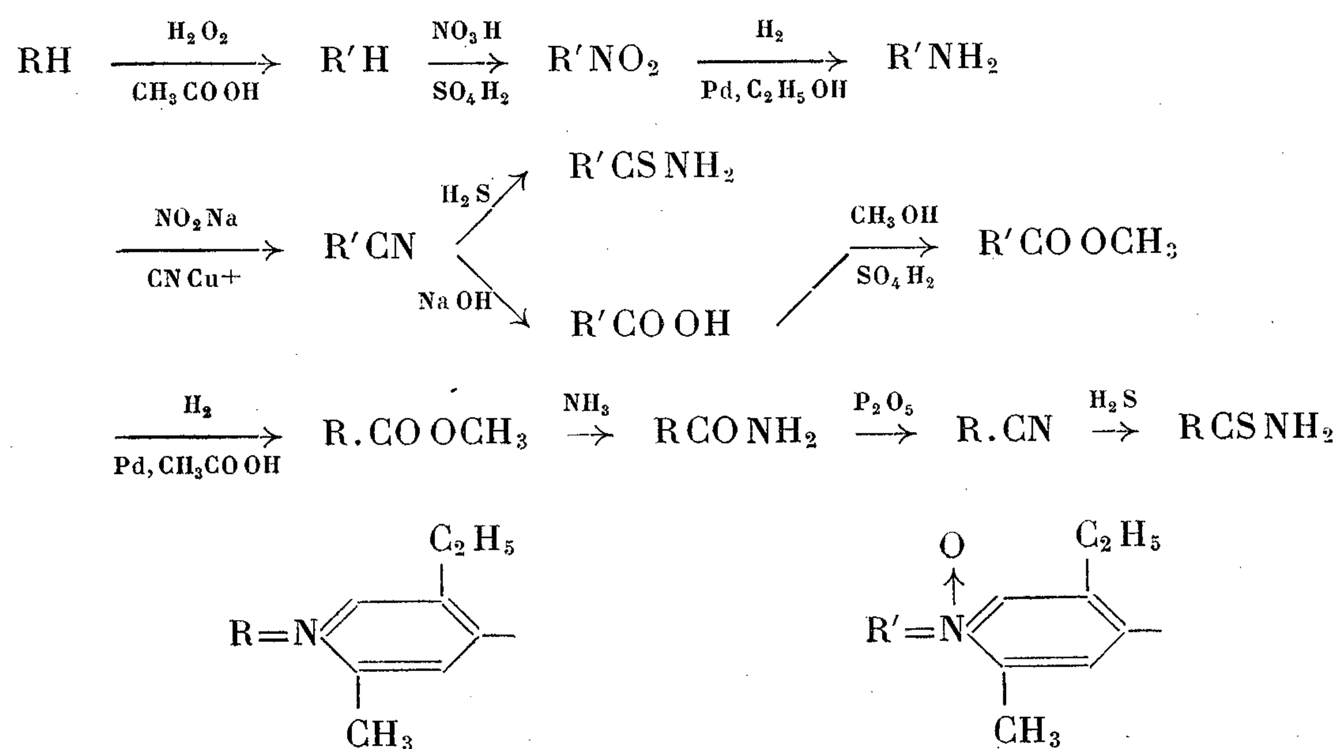
$COOC_2H_5$; R_2 ; CN ; R_1 ; =O ; NH — $COOH$; R_2 ; R_1 ; =O ; NH — $COOC_2H_5$; R_2 ; R_1 ; Cl ; N — $COOC_2H_5$; R_2 ; R_1 ; N

R_1.	R_2.	F (°C).	F (°C).	(°C).	(°C).
iC_3H_7	H	197 *a*	340 *b*	$É_7$ 142–148	$É_6$ 118–122
nC_4H_9	H	114	225	$É_5$ 148	$É_4$ 124–130
nC_5H_{11}	H	117	232	$É_7$ 150–155	$É_4$ 132–135
nC_6H_{13}	H	120	226–228	$É_5$ 185–188	$É_6$ 162–166
$—CH_2CH_2CH_2—$		206	370	F 85	Non distillé
C_6H_5	H	237 *c*	342 *d*	F 88–89 *e*	F 44 *f*
$C_6H_5CH_2$	H	167–168	320–325	$É_9$ 185–189	$É_4$ 187–190

Isler e Coll. (4) signalent les constantes suivantes : *a*. 189-191°; *b*. 343-345°; *c*. 228-230°; *d*. 330°; *e*. 89°; *f*. 42-43°

Le méthyl-2 éthyl-5 isonicotate d'éthyle a été obtenu par Isler et Coll. (4) avec un rendement de 2 % à partir de la méthyl-2 éthyl-5 pyridine par la méthode de Dorp et Arens (5).

Nous avons préféré avoir recours à la méthode de Besson et Cohen (6). Cette méthode, après quelques modifications, nous a permis de préparer le méthyl-2 éthyl-5 isonicotate de méthyle avec un rendement acceptable. Les formules suivantes montrent le principe de cette synthèse :



	Amides F (°C).	Nitriles F et E (°C).	Thioamides F (°C).	Thioamides Composition.
α-isopropyl-isonicotyl-	– (*a*)	non distillé	132	$C_9H_{12}N_2S$
α-*n*-butyl-isonicotyl-	122	$É_8$ 102-112	135	$C_{10}H_{14}N_2S$
α-*n*-amyl-isonicotyl	105	$É_4$ 116-126	108	$C_{11}H_{16}N_2S$
α-*n*-hexyl-isonicotyl-	106-108	$É_6$ 145-150	124-125	$C_{12}H_{18}N_2S$
Triméthylène-2 : 3-isonicotyl-	190	non distillé	198 (déc.)	$C_9H_{10}N_2S$
α-phényl-isonicotyl-	137	F 75	157	$C_{12}H_{10}N_2S$
α-benzyl-isonicotyl-	155-158	$É_6$ 175-180	150	$C_{13}H_{12}N_2S$
Méthyl-2 éthyl-5-isonicotyl-	205	non distillé	185 (déc.)	$C_9H_{12}N_2S$
N-oxyde méthyl-2 éthyl-5-isonicotyl-	–	114	190	$C_9H_{12}ON_2S$
α-Chloro-isonicotyl-	–	60-65	174	$C_6H_5N_2SCl$

a. Une masse pâteuse.

Le thioamide chloro-2 isonicotique a été préparé à partir de l'amide isonicotique par analogie avec la méthode de Taylor et Coll. [7], qui avaient traité l'amide nicotique.

On transforme l'amide isonicotique en son oxyde par l'action de l'eau oxygénée en milieu acétique, F 304° (déc.). Attaqué par l'oxychlorure et le pentachlorure de phosphore, l'oxyde de l'amide isonicotique se transforme en nitrile chloro-2 isonicotique F 60-65°. Ce dernier, par le traitement habituel, fournit le thioamide correspondant.

Les thioamides isonicotique sont fourni des analyses tout à fait concordantes.

(1) F. Grumbach, N. Rist, D. Libermann, M. Moyeux, S. Cals et S. Clavel, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2187.

(2) D. Libermann, M. Moyeux, N. Rist, et F. Grumbach, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2409.

(3) R. Delaby, Tsatsas et Lucsinchi, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2644.

(4) Isler, Gutmann, Straub, Fust, Bohni et Studer, *Helv. Ch. Act.*, **38**, 1955, p. 1033,

(5) *Rec.*, **66**, 1947, p. 189.

(6) *J. Org. Ch.*, **20**, 1955, p. 1461.

(7) Taylor, Crovetti et Loux, *J. Amer. Chem. Soc.*, **77**, 1955, p. 5445.

VIROLOGIE. — *Évolution de particules incomplètes de virus grippal de types* A *et* B *dans différents milieux de culture*. Note de M^lle **Geneviève Cateigne** et M. **Jorge Vigouroux**, présentée par M. René Dujarric de la Rivière.

En 1928, M. R. Dujarric de la Rivière pensa que le virus grippal qu'il avait découvert en même temps que Charles Nicolle et Le Bailly pourrait être en rapport avec une transformation du bacille de Pfeiffer. Il constata que le bacille de Pfeiffer, qui ne traverse pas les filtres lorsqu'il est en culture, devient filtrant après avoir été transformé en fins granules par passage dans le péritoine d'un cobaye (1).

Lorsque les virus de la grippe sont cultivés suivant les méthodes habituellement employées dans les laboratoires, lorsque, par exemple, on utilise comme « inoculum » un liquide virulent dilué, le rapport entre pouvoir infectant et activité hémagglutinante est remarquablement constant. Lorsque l'hémagglutinine est titrée par la méthode de Salk, une unité hémagglutinante est égale à 10^6 doses infectantes pour les cellules allantoïques de l'œuf embryonné. Dans ce cas, la majeure partie des particules de virus grippal présentes est pleinement active.

Dans certaines conditions expérimentales (qui, toutes demandent l'emploi de grandes concentrations de liquide virulent), les particules de virus obtenues sont hémagglutinantes, mais apparemment non infectantes. Le rapport peut être tel que sur 10 000 particules hémagglutinantes, une seule est infectante.

Les particules hémagglutinantes et non infectantes ont été appelées « virus incomplet », en opposition avec le virus pleinement actif (virus complet) (P. Von Magnus) ([2]).

Une expérience (non encore publiée) faite à partir d'éléments granulaires stabilisés provenant d'un Streptocoque hémolytique (forme L), éléments que nous avons ultrafiltrés sur membranes Gradocol de différentes tailles, nous a montré qu'à partir d'éléments submicroscopiques, visibles seulement au microscope électronique, on peut obtenir, par une technique que nous décrirons ultérieurement, le germe initial, dans ce cas, un Streptocoque hémolytique.

En présence de ces données, nous nous sommes demandé si le « virus incomplet », dans le cas du virus grippal, qui possède toutes les caractéristiques antigéniques, sérologiques, hémagglutinantes d'un virus normal, mais qui n'est plus infectant pour la cellule sensible, ne pouvait évoluer, dans certaines conditions, en dehors de la cellule.

La théorie suggérant que les virus proviennent de bactéries par une perte de structure et de fonctions leur donnant la possibilité d'adopter un substrat intracellulaire pour permettre, dans certaines conditions, leur multiplication, nous a fait penser que ces éléments submicroscopiques (correspondant très sensiblement aux microsomes) pourraient peut-être évoluer, dans certaines conditions, en dehors de la cellule.

Nous avons donc préparé un « virus incomplet » à partir de la souche de virus grippal A-PR 8; nous avons suivi le comportement de ce virus en l'inoculant à des œufs embryonnés de sept jours, par voie vitelline, en l'utilisant à différentes dilutions et en pratiquant des prélèvements à des périodes variées d'incubation.

A chaque prélèvement, l'examen microscopique, par la méthode de coloration de Gram, a été effectué sur le vitellus, la membrane vitelline et le liquide amniotique.

Nous avons ensemencé en bouillon Martin et sur gélose au sang 0,5 cm^3 du vitellus de chacun de ces embryons.

Ces cultures, maintenues à l'étuve à 37°, ont été observées quotidiennement au microscope après coloration par la méthode de Gram. Les repiquages effectués dans le temps ont été faits sur différents milieux améliorés, liquides et solides, suivant l'évolution observée. Cette expérience, renouvelée six fois avec, parallèlement, deux souches de virus grippal [A-PR 8 et B. Paris (1), 1956] a donné les mêmes résultats.

Les phénomènes observés consistent en une transformation morphologique, qui évolue suivant les milieux utilisés, la température et le temps. Nous avons pu observer que le « virus incomplet » se transforme progressivement en très petits granules Gram positifs, à la limite de la visibilité microscopique optique, que ces granules Gram positifs s'orientent et donnent des éléments bacilliformes longs, trapus, mal colorés et granuleux. On note ensuite une division de ces éléments, qui donnent naissance à de petits corps ovoïdes gonflés, en amas, les uns Gram-positifs, les autres faiblement Gram-négatifs. La suite de l'évolution donne des condensations « Gram-positif » soit à la partie centrale, soit aux extrémités. La substance entourant cette condensation disparaît et l'on constate la présence d'éléments libres ayant la morphologie de cocci. Ces éléments se multiplient *in vitro* en milieu solide amélioré.

Les phases détaillées de l'évolution seront décrites dans un Mémoire ultérieur; les premiers stades correspondent aux images observées dans les formes L des bactéries, les stades plus évolués témoignent de caractères bactériens.

Nous sommes arrivés à obtenir la forme adulte, qui présente certaines caractéristiques d'un Staphylocoque doré.

Ce germe, qui se stabilise difficilement sur milieux ordinaires, vire le milieu de Chapmann, n'est pas « typable » ni du point de vue sérologique ni du point de vue lysotypique; il est résistant à la pénicilline, à la terramycine, à l'auréomycine, très faiblement sensible à la chloromycétine et un peu plus sensible à la streptomycine. Quelques légères différences sont notées, quant à leurs propriétés sérologiques et à leur sensibilité aux antibiotiques entre les deux germes provenant, l'un de la souche de virus grippal A-PR 8, l'autre de la souche B Paris 56 (type Bon). Des différences pigmentaires s'observent également.

Ainsi, à partir de particules incomplètes de virus grippal (types A et B), nous avons pu obtenir un germe identifiable à un coccus. Ce fait, en modifiant certaines données de base, ouvre la porte à l'étude de la relation et de la filiation morphologique et génétique des éléments submicroscopiques cellulaires.

Ces expériences permettent d'admettre l'existence d'une « unité repro-

ductive minima », qui, dans certaines conditions, présente les attributs des virus et dépend des cellules hôtes, et dans d'autres conditions, a une possibilité de vie indépendante, de croissance, de reproduction, en milieux nutritifs appropriés.

(1) R. DUJARRIC DE LA RIVIÈRE, *Jubilé Pfeiffer* (*Centralbaltt für Bakt. Paras. und Inf.*, 106, 1928, p. 30-31).

(2) *Advanves in virus research*, n° 2, 1954, p. 59-79.

IMMUNOLOGIE. — *Sur la mise en évidence de réactions immunologiques par rhéophorèse sur papier*. Note de MM. **CAREL-JAN VAN OSS, MICHEL FONTAINE,** Mmes **LÉONE DHENNIN** et **MICHELINE-P. FONTAINE**, présentée par M. Gaston Ramon.

La précipitation résultant d'une réaction antigène-anticorps peut être réalisée en milieu liquide [K. K. Kraus (1)], ou en milieu gélifié [J. Oudin (2), O. Ouchterlony (3)]. La méthode en milieu liquide a des applications limitées. La méthode en gel a des inconvénients :

1° Longue durée;

2° Variations imprévisibles dans les dilutions des réactifs au sein de la gélose;

3° Abondance nécessaire des réactifs;

4° Préparation délicate des milieux.

La réaction sur papier a été réalisée par M. Macheboeuf et collaborateurs (4) après déplacement de l'antigène par l'action combinée d'un champ électrique et d'une évaporation à un endroit donné du papier (électrorhéophorèse). L'utilisation d'un champ électrique complique l'opération (migration de toutes les protéines vers l'anode) et diminue la reproductibilité des résultats (échauffement, freinage par électro-osmose).

Nous avons réalisé, par évaporation dirigée pendant un temps court, la migration en sens contraire dans du papier filtre de très petites quantités de sérum et d'antigène dont le rapport initial est conservé : ainsi est obtenue sur ce substrat la réaction spécifique. Nous proposons pour cette méthode le nom de « rhéophorèse ».

TECHNIQUE. — Des bandes de papier (Arches 302) sont montées, pour raison de commodité (5), sur une cuve d'électrophorèse dont les réservoirs contiennent à niveau égal, une solution tamponnée à pH 7,4 de force ionique $\mu = 0{,}02$ (la faible force ionique évite un excès de sel à l'endroit de la réaction), et pouvant contenir jusqu'à 20 % d'éthanol, utile dans les conditions où il y a un excès d'un réactif par rapport à l'autre [P. Grabar et J. Oudin (6)], mais de ce fait néfaste à un dosage précis. L'appareil

peut être placé dans une étuve saturée de vapeur d'eau à une température variable selon le système antigénique en cause.

PRÉPARATION. — Après l'imbibition des bandes de papier, on dispose en leur milieu suivant un trait, 15 mm^3 de la solution antigénique en eau physiologique. A 15 mm à gauche de l'antigène, une même quantité d'une dilution en eau physiologique de sérum est déposée de la même façon.

Premier temps. — Une fente de 5 cm, aménagée par deux plaques de verre déposées sur la cuve symétriquement par rapport au milieu des bandes de papier, permet une évaporation qui, en 2 h, provoque la rencontre des réactifs.

Deuxième temps. — La précipitation s'effectue pendant au moins 3 h, la cuve étant complètement recouverte.

Troisième temps. — Les protéines n'ayant pas pris part à la réaction sont déplacées pendant plus de 2 h par une évaporation effectuée sur le côté droit de la cuve. Les protéines précipitées se déplacent très peu pendant cette dernière opération; elles peuvent être révélées par le bleu de bromophénol, après séchage à 110° C pendant 10 mn, en un trait mince et foncé, d'autant plus marqué que l'antigène et l'anticorps sont plus concentrés et que leur rapport est plus proche de l'optimum d'une bonne précipitation. Ce trait se distingue très bien sur une bande légèrement colorée due probablement à un dépôt d'euglobulines. La constatation de plusieurs traits doit évoquer un phénomène de R. E. Liesegang ([7]) propre aux réactions de précipitation en milieu solide avant d'être interprêtée comme la traduction d'une pluralité antigénique.

Nous avons utilisé la rhéophorèse avec des résultats reproductibles pour la réaction antigène-anticorps relative à l'anatoxine tétanique. Nos essais en cours relatifs à l'anatoxine diphtérique, l'antigène méthylique tuberculeux et les virus de l'hépatite contagieuse du Chien, de la fièvre aphteuse et de la maladie de Newcastle semblent offrir de grandes possibilités.

([1]) *Gesellschaft der Aertzte in Wien* (30 avril 1897), (in J. BORDET, *Ann. Inst. Pasteur*, 13, 1899, p. 225.

([2]) *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 115.

([3]) *Arkiv. Kemi.*, B 25, 1948, p. 14.

([4]) M. MACHEBOEUF, P. REBEYROTTE, J.-H. DUBERT et M. BRUNERIE, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 35, 1953, p. 334.

([5]) A défaut d'une cuve d'électrophorèse, on peut se servir de deux cuves de tailles différentes, dont la plus petite, vide, est montée au milieu de la plus grande remplie de tampon. Les bandes de papier font un pont sur la petite cuve intérieure, et leurs extrémités plongent, fixées par des poids, dans le tampon de la grande cuve.

([6]) *Ann. Inst. Pasteur*, 69, 1943, p. 195.

([7]) *Naturw. Wochenschr.*, 11, 1896, p. 353 et *Chem. Reaktionen in Gallerten*, 2, Aufl, Dresden, 1924.

CANCÉROLOGIE. — *Production de tumeurs malignes consécutives à des lésions des fibres sympathiques du nerf sciatique chez le Cobaye.* Note de MM. **Roger Coujard** et **Fernand Heitz**, présentée par M. Christian Champy.

Nous avons montré dans une Note précédente [1] que le déséquilibre de l'influence nerveuse sur les tissus, causé par des lésions de préférence unilatérales des ganglions sympathiques, provoque dans les tissus des croissances anormales qui peuvent aboutir à la formation de tumeurs dites bénignes; les lésions du diencéphale ont souvent les mêmes conséquences.

Dans une autre Note [2], nous avons signalé après lésion du diencéphale, l'apparition d'un ostéochondrome de la patte avec métastases pulmonaires chez le cobaye, animal chez lequel on ne connaît pas de cancers spontanés.

Dans les lésions des ganglions sympathiques périphériques, comme dans celles du diencéphale, on n'est jamais certain d'atteindre les mêmes groupes cellulaires, ce qui explique l'irrégularité des résultats.

Les lésions de nerfs définis (lésions des fibres testitulaires du ganglion génital), paraissent produire avec grande fréquence les mêmes tumeurs (adénomes sous-maxillaires), tandis que les lésions du ganglion qui, pour des raisons techniques, ne peuvent pas être aussi précises, ne les produisent que plus rarement, réalisant par ailleurs des lésions proliferatrices d'organes divers.

Il y avait donc un intérêt évident à essayer de reproduire des lésions squelettiques semblables à cet ostéochondrome sarcoïde, en s'attaquant à des faisceaux nerveux définis.

Puisqu'une atteinte diencéphalique pouvait créer des perturbations sarcomateuses d'une patte, cela impliquait l'existence d'une subordination de neurones dont la voie devait nécessairement emprunter un tronc nerveux destiné au membre; c'est pour cela que nous avons lésé le sciatique à la cuisse car, dans le membre postérieur, presque toutes les fibres qui atteignent l'extrémité, sont groupées anatomiquement dans le sciatique, qu'elles soient sympathiques ou cérébrospinales.

Pour créer la lésion il suffit de mettre le nerf à nu, de le piquer sur un millimètre de longueur en le dissociant avec précaution avec l'aiguille à injection hypodermique, montée sur une seringue contenant quelques gouttes d'une solution de phénol à 5 ou 10 %. La cicatrisation consécutive est bonne. Il n'y a généralement pas d'anesthésie sensible ni de paralysie, ce qui s'explique parce que les fibres myélinisées sensitivo-motrices sont protégées par leur gaine de myéline.

Dans ces conditions, on provoque l'apparition de tumeurs de la patte

correspondante (7 fois sur 15 opérés suivis); un huitième a donné une tumeur non squelettique. Les chances de réussites augmentent avec l'amélioration de la technique : 3 cas sur 4 dans une série récente. Chez l'animal actuellement indemne, la phénolisation avait porté d'ailleurs sur le sciatique externe et non sur le tronc sciatique.

Les tumeurs apparaissent plus rapidement (entre 7 jours et 3 semaines) que celles obtenues après lésion diencéphalique (un an).

Les altérations osseuses sont visibles à la radiographie qui permet d'en suivre l'évolution; elles montrent des aspects typiques d'ostéosarcomes.

L'un des signes de la prolifération osseuse en pathologie humaine est la fixation élective du gallium radioactif (gallium 67); lorsqu'elle atteint le rapport de 200 % comparée à la région symétrique non tumorale, la tumeur peut être considérée comme une tumeur maligne.

Le test au gallium fut pratiqué par R. Guérin qui a injecté 85 μC de gallium 67 avec du gallium stable comme entraîneur.

Au 5ᵉ jour, la mesure au compteur à scintillation donnait une activité réelle par minute, compteur au contact :

Pour la tumeur : 17 011 coups/mn;

Pour l'os sain symétrique : 3 081 coups/mn.

L'hyperfixation traduit donc une intense activité ostéogénique anarchique.

L'examen histologique montre que ces tumeurs ont une structure analogue à celle étudiée dans la Note précédente. L'examen des divers organes ne permet pas toujours de retrouver des métastases. Il n'est pas encore terminé pour tous les cobayes. On a d'ailleurs intérêt à les conserver longtemps pour permettre l'évolution éventuelle de métastases.

L'un des cobayes opérés, mort le 18ᵉ jour, présentait un sarcome globocellulaire dont l'origine est difficile à préciser. Il s'était généralisé au testicule, au poumon, à la rate, à l'intestin. Ce sarcome forme des nodules qui se nécrosent dans leur partie centrale et dont la périphérie est constituée de cellules fusiformes d'origine conjonctive ou musculaire, gonflées, à noyaux monstrueux. Les mitoses n'y sont pas très abondantes.

— Dans la rate, des nodules sont parfaitement isolés au milieu du tissu splénique. Dans le poumon, ils infiltraient à peu près tout l'organe, ce qui paraît avoir été la cause de la mort.

— Dans le nerf sciatique symétrique (non lésé), nous avons trouvé un épaississement au contact du sciatique poplité interne au-dessous du genou, dans l'espace interosseux; cet épaississement était constitué par un ganglion sympathique diffus; des cellules ganglionnaires abondantes occupaient la région marginale des différents faisceaux du nerf. Dans l'un d'eux il n'y avait plus de fibres nerveuses, mais une petite formation épithéliale à structure épendymaire entourée d'un peu de tissu d'apparence névro-

glique. Nous avons recherché si un tel ganglion existait au même endroit dans des sciatiques normaux. Nous ne l'avons pas retrouvé. Il apparaît donc que ce ganglion s'est développé probablement aux dépens des cellules des gaines sous l'influence de la perturbation créée sur les fibres symétriques.

Les troubles de la régulation ostéo-périostique, sous l'influence de lésions des fibres sympathiques sont donc fréquemment à l'origine de tumeurs malignes chez le Cobaye.

Il est à remarquer qu'en s'attaquant aux fibres intrasciatiques, on a plus de chances de léser un faisceau défini de fibres que si l'on opère sur un centre ganglionnaire ou encéphalique, mais on n'est jamais certain cependant de les léser toutes également, ce qui peut expliquer les cas négatifs.

Le retentissement possible sur les fibres symétriques est un fait curieux qui met en évidence la propriété d'évolution tardive du système nerveux sympathique sur laquelle l'un de nous a souvent insisté.

(1) Coujard et coll., *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2453.
(2) Chevreau et Coujard, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 2017; 242, 1956, p. 2676.

La séance est levée à 16 h 20 m.

R. C.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de janvier 1957

(*suite*).

The violet and ultraviolet regions of the spectra of the N-type stars, by Pol Swings, A. Mc Kellar, K. N. Rao; 1 fasc. s. d., 25 cm.

Sur le système aplanétique de deux miroirs dans le cas d'un point objet situé à distance finie, par F. Bureau, Pol Swings. Extrait de la *Revue d'optique théorique et instrumentale*. T. XIII, 1934. Bordeaux, Imprimerie Delmas, Chapon, Gounouilhou; 1 fasc. 24 cm.

Les spectres de résonance des molécules diatomiques, par Pol Swings. Extrait de *Acta physica polonica*. T. V, 1936; 1 fasc. 24 cm.

Note sur la rotation axiale dans les étoiles doubles spectroscopiques, par Pol Swings. Extrait de *Zeitschrift für Astrophysik*. Band XII. Heft 1. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1936; 1 fac. 23 cm.

The origin of unidentified interstellar absorption lines, by POL SWINGS, Y. ÖHMAN, from *The Observatory*. Vol. LXII, n° 781, 1939; 1 fasc. 21 cm.

The spectrum of nova monocerotis 1939, by POL SWINGS, OTTO STRUVE, from *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. Vol. LIII, n° 311, 1941; 1 feuillet 23 cm.

Molécules polyatomiques dans les étoiles carbonées froides, par POL SWINGS. Extrait du *Journal de physique et le Radium*. T. XV, 1954. Paris, Gauthier-Villars; 1 feuille 27 cm.

Extraits de *Proceedings of the National Academy of Sciences*. Vol. XXVI, n° 7, 1940 : HD 167 362, *an object similar to Campbell's hydrogen envelope star*, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. *The spectrum of* RW *Hydræ*, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. Vol. XXVII, n° 9, 1940 : *The spectrum of* BD + 30° 3369, by POL SWINGS, OTTO STRUVE. Vol. XXVII, n° 5, 1941 : *Two interesting nuclei of planetary nebulæ*. IC 418 *and* NGC 40, by POL SWINGS, OTTO STRUVE; 4 fasc. 25,5 cm.

Un exemple de coopération scientifique, par POL SWINGS. Extrait de *Renaissance*. Vol. I, fasc. 1 et 2. New York, 1943; 1 fasc. 25 cm.

The physical chemistry of comets, by POL SWINGS. Reprinted for *Popular astronomy*. Vol. LI, n° 8, 1943; 1 feuille 25,5 cm.

A strong infra-red radiation from molecular nitrogen in the night sky, by JOEL STEBBINS, A. E. WHITFORD, POL SWINGS. Reprinted from *The physical Review*. Vol. LXVI, n^os^ 7-8, 1944; 1 feuille 26 cm.

État actuel de nos connaissances sur la physique des comètes, par Pol SWINGS. Extrait de la *Revue trimestrielle canadienne*, 1943. Montréal, 1944; 1 fasc. 23 cm.

Spectroscopic problem of astronomical interest, by POL SWINGS. Reprinted from *Journal of the optical society of America*. Vol. XLI, n° 3, 1 fasc. 26 cm,5.

Centre national de recherches métallurgiques. Section de Liège. *Étude des propriétés mécaniques et de l'aptitude à la déformation à froid de l'acier Thomas amélioré*, par R. LANGERS, H. HERBIET, F. MONTBRUN. *Note sur un type de spectrographe à réseau concave*, par POL SWINGS, publié par la REVUE UNIVERSELLE DES MINES. Liège, n° 11, 1952; 1 fasc. 30 cm.

Extraits des actes du *Congrès de Luxembourg*. 72^e^ session de l'Association française pour l'avancement des sciences, juillet 1953. *Le spectre de l'étoile variable* BF *Cygni*, par POL SWINGS, J. SWENSSON. *Nouvelles relations entre les spectres de comètes et étoiles carbonées*, par POL SWINGS.; 2 feuilles 24 cm.

La découverte et l'emploi de la bombe atomique pendant la dernière guerre, par POL SWINGS. Extrait de *Énergie nucléaire et bombe atomique*, n° 4, 1954; 1 fasc. 22,5 cm.

L'enseignement de l'océanographie et les recherches dans ce domaine, par Pol SWINGS. Extrait du *Bulletin de l'Association des Amis de l'Université de Liège*, n° 1, 1955; 1 fasc. 24,5 cm.

The spectral sequence and its anomalies. I. *Objective prism spectra*, by J. J. NASSAU. Reprinted from *Transactions of the International Astronomical Union*. Vol. VII, 1948; 1 fasc. 24,5 cm.

(*A suivre*).

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 21 JANVIER 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

Notice nécrologique sur PAUL DE PEYERIMHOFF DE FONTENELLE, *Correspondant pour la Section de Zoologie,*

par M. **ÉMILE ROUBAUD.**

Issu d'une ancienne famille dont l'ascendance première se situe en Suisse, dès le XIV^e^ siècle, fixée en Alsace à partir de 1670, **PAUL-MARIE DE PEYERIMHOFF DE FONTENELLE** est né le 5 octobre 1873 à Colmar, dont son grand-père paternel fut maire pendant près d'un quart de siècle. Il était fils d'un magistrat dont la mort prématurée vint brusquement abandonner aux soins éclairés de leur mère deux très jeunes garçons qui seront toujours unis par une vive affection fraternelle : l'aîné Henri, âgé de cinq ans alors, deviendra, en 1952, notre Confrère à l'Académie des Sciences Morales, le second Paul, de deux ans plus jeune, sera élu, en mai 1938, Correspondant de l'Académie des Sciences.

J'ai le triste privilège d'apporter aujourd'hui à la mémoire de ce savant confrère, qui vient de disparaître à 84 ans, un ultime hommage.

P. de Peyerimhoff s'est senti de bonne heure séduit par les choses de la nature, la beauté des forêts, la vie des Plantes et des Insectes. Il entrera à l'École des Eaux et Forêts en 1894, pour y fournir une belle carrière, comme l'avait fait précédemment son grand-père maternel.

Après avoir occupé des postes de garde général à Sénones d'abord, dans les Vosges, puis à Digne, dans les Basses-Alpes, il est appelé à Alger, en 1904, par son frère Henri qui est chargé de la Direction des Affaires Économiques au Gouvernement Général. Cette date marquera le moment de son orientation définitive. Désormais il ne quittera plus l'Algérie, tant que ses forces le lui permettront. Il y trouvera sa double voie, d'une part

en franchissant brillamment toutes les étapes administratives de la carrière forestière jusqu'à celle d'Inspecteur Général honoraire, en novembre 1936, d'autre part en s'illustrant par des recherches entomologiques qui l'ont distingué comme un Entomologiste de haute valeur.

En même temps, en effet, que par nécessité professionnelle il devient un excellent spécialiste des questions forestières nord-africaines, il développera sans arrêt ses connaissances sur le monde des Insectes de la Berbérie. Un labeur assidu de plus de 35 années lui a permis d'exprimer par près de 300 Notes ou Mémoires les résultats de ses investigations, d'ordre forestier ou entomologique, qui souvent s'appuient et se complètent entre elles.

Parmi ces dernières, que je retiendrai seulement ici, ce sont surtout, mais non exclusivement, les Coléoptères qui ont retenu son attention. Il en a fait connaître plus de 500 formes nouvelles, espèces ou variétés, et le dépouillement intégral de ses documents n'est pas encore achevé.....

Son œuvre d'entomologiste n'est pas seulement marquante par sa richesse taxonomique; elle l'est aussi par un constant souci d'analyse biologique. Servi par une culture scientifique remarquablement étendue, il s'efforce d'associer la correcte distinction des espèces par l'étude attentive de leurs caractères morphologiques et les déductions ou les synthèses qui touchent à la vie même des peuplements qu'il étudie et à leur passé.

Dans ce vaste territoire nord-africain qu'il aura constamment à parcourir trois grands théâtres naturels d'observations se sont imposés à ses recherches.

C'est d'abord le milieu des grottes et des hautes montagnes. Dès le début de sa carrière, P. de Peyerimhoff s'est familiarisé avec les points de vue de la spéléologie, en explorant les grottes françaises des Basses-Alpes. Les grandes cavernes du Djurdjura, en Kabylie, vont lui permettre d'appuyer formellement ses conceptions, relativement au déterminisme de la vie cavernicole chez les Arthropodes.

Il dégage cette notion, aujourd'hui classique, suivant laquelle c'est l'humidité élevée et constante du milieu souterrain, beaucoup plus que l'obscurité et la température basse, qui constitue le facteur essentiel de la relégation cavernicole. C'est le dessèchement superficiel du milieu qui a constitué le principal déterminant de l'habitat souterrain, pour beaucoup d'espèces qui se sont trouvées *reléguées* dans les grottes et les cavernes. Il établit, en effet, par des découvertes topiques que certaines formes troglobies témoignent d'affinités étroites avec des espèces nivicoles ou glacières, demeurées vivantes dans les zones enneigées des hautes cimes.

Les hautes montagnes de Berbérie, en particulier le massif du Djurdjura et celui du Grand Atlas marocain lui ont, par ailleurs, réservé d'autres surprises. Parmi l'ancienneté des forêts dont il a minutieusement analysé

la structure et fait connaître les origines complexes, vit, dans une condition climatique privilégiée, une faune de Coléoptères qu'il passe au crible de sa compétence. Il y découvre un curieux mélange de *reliques* ou formes très anciennes, à caractère européen et de formes endémiques dont le caractère est strictement local. Ces données se superposent, d'une façon significative, à celles que lui permettent de dégager les constatations géobotaniques. Mais, s'il suffit de quelques lignes pour exprimer ces résultats, il faut songer aux observations prolongées et délicates qui ont permis de les appuyer.

Le Sahara central lui a fourni aussi les éléments d'une autre belle synthèse biogéographique. En 1928, il prit part à l'exploration scientifique du Hoggar et ses recherches, basées sur l'étude approfondie de plus de 400 espèces de Coléoptères l'amèneront à cette curieuse constatation que la haute région de ce massif, ou l'Atakor, représente une véritable enclave méditerranéenne. Le caractère de sa faune entomologique est en effet beaucoup plus tempéré que tropical. Beaucoup de ces insectes sahariens, qui sont plus hygrophiles que xérophiles, représentent, en fait, des reliques paléarctiques récentes, vraisemblablement introduites, à l'époque glacière, parmi des représentants tropicaux plus anciens. Cette donnée est aujourd'hui admise dans la doctrine biogéographique et les différentes missions qui, plus récemment, ont étudié le Sahara lui ont apporté de nombreux appuis, tout en consacrant définitivement l'auteur parmi les spécialistes des faunes sahariennes.

Les rapports entre les Insectes et la végétation locale constituent cependant encore un autre fructueux domaine de son activité qu'on ne saurait passer sous silence. P. de Peyerimhoff a consacré plusieurs Mémoires à la Biologie de près de 300 Coléoptères phytophages de l'Afrique du Nord et mis en évidence de curieuses associations ou biocoenoses entre plantes et insectes qui éclairent souvent d'un jour puissant l'histoire du peuplement biogéographique. Je citerai, par exemple, ses études sur les Coléoptères des grandes Euphorbes qu'il découvre strictement localisés, ainsi que leurs plantes nourricières, à une région du Maroc sud-occidental dénommée avec raison l'Enclave atlantique. Cette enclave qui est caractérisée, en particulier, par les Euphorbes de haut port et leurs Coléoptères spéciaux, révèle des rapports suggestifs avec la faune et la flore des Canaries, témoins de l'ancienne Atlantide. Comment ne pas citer aussi ses recherches sur la biocoenose des Conifères de Berbérie où se trouvent mises en évidence et discutées par un spécialiste des forêts nord-africaines, en même temps que par un Entomologiste de haute compétence, les attaches anciennes ou récentes de nombreux types de Coléoptères avec leurs arbres favoris : Cèdres, Pins ou Sapins, dont les espèces multiples peuplent les forêts du Nord de l'Algérie.

P. de Peyerimhoff a noué des liens étroits avec les milieux entomologiques français et étrangers. La Société Entomologique de France l'a souvent distingué; il a écrit sur cette Société qui, depuis Latreille, a groupé tant de noms éminents de la Zoologie française, une belle étude historique, à l'occasion de son Centenaire.

Sa haute personnalité, sa grande culture, sa compétence l'ont fait maintes fois désigner pour assurer la présidence d'assemblées scientifiques et de Congrès, charge qu'il assurait avec cette distinction naturelle un peu hautaine, mais pleine de courtoisie, qui rendait son commerce particulièrement agréable. C'est ainsi qu'il présida, de 1931 jusqu'à la guerre, les réunions tenues au Gouvernement Général de l'Algérie par le Comité d'Études sur la Biologie des Acridiens, organisme conçu pour orienter la lutte contre les criquets migrateurs et leurs zones de développement. J'eus la bonne fortune, à cette occasion, de pouvoir assister à une excursion qu'il dirigeait à travers les forêts de l'Algérie du Nord et les steppes présahariennes. C'est là, sur le terrain, que j'ai pu le mieux mesurer la valeur et la sûreté de sa documentation. Je me souviens, non sans émotion, de certaine visite effectuée en sa compagnie à une steppe d'Alfa. P. de Peyerimhoff, de sa démarche lente et circonspecte, s'était légèrement écarté et fixait le sol avec attention. M'étant approché avec précaution, il me désigna du doigt, en les nommant tour à tour, les principaux Coléoptères caractéristiques de la steppe : ceux-ci sans hâte circulaient sur le sol couleur de brique, parmi les touffes des rudes graminées; ils semblaient apparaître les uns après les autres, comme à l'appel de leur nom, témoins d'un monde façonné par une sélection millénaire et dont les particularités adaptatives venaient brusquement de m'être révélées.

La vive intelligence, l'érudition exceptionnelle qu'il ne cessait de développer par des lectures étendues, conféraient à P. de Peyerimhoff une valeur à part, au sein de la brillante phalange des naturalistes qui ont honoré l'Afrique du Nord française et contribué à son développement.

Dans les circonstances présentes, la belle figure de ce savant solitaire, de ce grand seigneur entièrement voué aux disciplines scientifiques auxquelles il avait consacré son existence, prend pour nous un relief singulier.

On aimerait à penser qu'au soir de sa vie tout destin cruel lui eut été épargné. Il n'en fut, hélas, pas ainsi ! En mars 1950, frappé d'hémiplégie, notre confrère dut quitter définitivement l'Algérie pour chercher un refuge sous le toit fraternel. Depuis lors, privé de la parole, dans l'impossibilité de travailler ou d'écrire, il se replia dans une retraite pleine de dignité. La mort est venue l'atteindre le 2 janvier, dans la paix et la sérénité.

L'Académie gardera fidèlement son souvenir. Elle adresse aux représentants de sa famille ses respectueuses condoléances.

PHYSIOLOGIE. — *Arrêt de la fibrillation cardiaque par électrocution.* Note de MM. **Léon Binet**, **Maurice V. Strumza** et M^me^ **J. M. Strumza-Poutonnet**.

La fibrillation auriculoventriculaire ou la fibrillation ventriculaire isolée sont les causes les plus fréquentes de la mort d'origine circulatoire au cours de l'électrocution. Cependant les examens effectués même rapidement après l'accident ont rarement mis en évidence cette activité anarchique des fibres du myocarde. En effet, comme toute autre activité musculaire, la fibrillation disparaît avec les progrès de l'anoxie qui résulte de l'interruption circulaire consécutive à l'anarchie des contractions des myofibrilles cardiaques.

Il nous a semblé intéressant de préciser, d'une part le temps pendant lequel il est encore possible de déceler la fibrillation et, d'autre part, le temps pendant lequel la défibrillation réussit, sans le recours à la circulation artificielle, à ranimer l'électrocuté.

Nous avons soumis 25 chiens anesthésiés à la chloralose, au passage d'un courant électrique de 127 V, 50 p/s, pendant 0,6 à 1 s. Les électrodes étaient disposées de part et d'autre du cœur : une électrode à une patte antérieure, l'autre soit sur le tronc, soit sur l'autre patte antérieure ou encore sur une patte postérieure.

Dans ces conditions, la fibrillation est instantanée : les pulsations s'arrêtent, la tension artérielle s'effondre, les dix dérivations de notre électrocardiographe enregistrent la fibrillation ventriculaire ou auriculo-ventriculaire. A l'inspection directe du cœur, péricarde excisé, l'ouverture du thorax et la mise à nu du cœur exigeant 45 à 90 s, la fibrillation ventriculaire présente divers aspects. Le plus souvent, les contractions sont de faible amplitude et de grande fréquence, intéressant la totalité de la surface du myocarde, paraissant superficielles, sous-épicardiques; le cœur est cyanosé, atone; à l'électrocardiogramme, l'amplitude des oscillations est faible. Parfois, lorsque la mise à nu du cœur a été très rapide, le myocarde paraît encore bien oxygéné, les contractions fibrillatoires sont plus amples, de fréquence moindre que dans la forme précédente, un nombre important de fibres myocardiques se contractant simultanément. Enfin, plus rarement, nous avons constaté des contractions en masse de segments importants du muscle cardiaque, le long du sillon interventriculaire antérieur; des foyers de fibrillations menues existent parallèlement, dans d'autres régions du myocarde, notamment à la pointe.

Progressivement, la cyanose s'accentue, les contractions deviennent de moins en moins puissantes. L'activité ventriculaire s'arrête de 7 mn 30 s à 25 mn après l'électrocution, 14 mn 45 s en moyenne. Les longues périodes

correspondent aux animaux qui n'ont subi aucune manipulation après l'électrocution, les courtes, à ceux dont le cœur a été défibrillé secondairement et qui ont été sacrifiés par une dernière électrocution non suivie de tentative de réanimation. Après l'arrêt de la fibrillation, l'électrocardiogramme révèle encore des ondes auriculaires P, isolées. Souvent, on enregistre, à nouveau, entrecoupés d'ondes P, des tracés d'ondes de fibrillation ventriculaire durant 10 à 15 s, interrompus pendant quelques secondes. Le phénomène peut se répéter plusieurs fois, avant l'arrêt cardiaque non réversible spontanément.

Il est possible d'interrompre la fibrillation auriculo ventriculaire avant que l'anoxie ait fait son œuvre. La méthode chimique par injection intracardiaque de sels de potassium, comme la méthode physique par décharges électriques, de larges électrodes enveloppant les ventricules, dépolarisent simultanément l'ensemble des fibres ventriculaires et donnent des résultats incontestables. Mais du point de vue pratique, il est essentiel de savoir si après défibrillation les battements cardiaques normaux peuvent reparaître sans la nécessité de manipulations directes sur le myocarde.

A la suite de l'injection de chlorure de potassium, le cœur reste immobile, en diastole, pendant plusieurs minutes et, à moins de réaliser une circulation artificielle associée à la respiration artificielle, l'animal succombe à l'anoxie, avant que des battements cardiaques efficaces aient reparu. Quant aux décharges électriques, notre expérimentation nous a révélé que les résultats varient avec l'état d'oxygénation du myocarde et le type de la fibrillation ventriculaire. Sur un myocarde bien oxygéné, à contractions fibrillaires d'amplitude importante et de fréquence relativement basse, la défibrillation électrique est généralement aisée. Par contre, pour les contractions de faible amplitude qui se manifestent sur un myocarde cyanosé, la décharge électrique ne parvient pas à rétablir des battements cardiaques efficaces.

Quarante tentatives de défibrillation électrique furent entreprises sur le Chien chloralosé, à température rectale normale, de 15 s à 4 mn 40 s après l'électrocution. La respiration artificielle par insufflation intratrachéale d'oxygène pur, à l'aide de l'appareil respiratoire d'Engström, était immédiatement instaurée. Dix sujets ont subi la thoracotomie préalable afin de pouvoir réaliser la défibrillation après une très courte période d'interruption circulatoire.

Les cinq cas qui ont été traités moins de 45 s après l'interruption circulatoire ont tous été défibrillés sans difficulté et ont présenté une activité cardiaque efficace d'emblée, avec tension artérielle normale. Sur les 15 cas défibrillés de 45 à 85 s après l'électrocution, 11 ont présenté des battements cardiaques spontanés efficaces. Sur 15 défibrillations effectuées de 90 à 175 s après l'électrocution, nous enregistrons trois succès et 12 cœurs immobiles.

Enfin, aucun des cinq sujets, qui ont été défibrillés de 3 mn à 4 mn 40 s après l'électrocution, n'a présenté des battements cardiaques efficaces.

Ajoutons que chez tous les chiens dont le cœur n'a pas repris une activité spontanée normale après la défibrillation, la circulation artificielle pratiquée ultérieurement, parallèlement à la respiration artificielle, a permis de rétablir des battements cardiaques efficaces. Une fibrillation ventriculaire énergique a toujours suivi la réoxygénation du myocarde, nécessitant une nouvelle décharge défibrillante.

Conclusion. — Ainsi donc, après électrocution du Chien entraînant la fibrillation ventriculaire, on n'est sûr de recueillir des tracés électrocardiographiques typiques que si l'enregistrement est effectué moins de 7 mn 30 s après l'accident. Ce délai écoulé, l'électrocardiogramme peut ne révéler que des ondes auriculaires isolées.

La défibrillation par décharges électriques a des chances de rétablir des battements cardiaques efficaces si elle intervient avant l'anoxie, soit moins de 3 mn après l'arrêt circulatoire, tout au moins chez les sujets qui ne sont pas préalablement refroidis. Et même après 90 s d'interruption circulatoire par fibrillation ventriculaire, dans la très grande majorité des cas, il n'a pas été possible de ranimer le Chien, sans le secours de la circulation artificielle. Tous les animaux traités moins de 45 s après l'accident ont été réanimés par simple défibrillation électrique.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Sur la difficulté de construire par un procédé permanent les surfaces à courbures opposées.* Note de M. **Georges Bouligand**.

1. Dans l'espace ordinaire, soit SC un morceau de surface *convexe* $z=f(x,y)$ projeté sur le plan $z=0$ suivant une région R, limitée par un cycle simple de Jordan. Cette SC appartient à la frontière d'un corps convexe, laquelle englobe aussi une partie cylindrique ayant pour section droite la plus petite région convexe de $z=0$ incluant R. De plus ce corps convexe peut s'obtenir comme intersection d'une suite infinie de demi-espaces. D'où, moyen simple pour construire une SC par un processus dénombrable et en approcher *ad libitum*, par arrêt du processus après un nombre fini d'étapes, cela de manière à introduire, à la limite, un système de plans d'appui en des points formant un ensemble partout dense sur la SC. Ces circonstances favorables permettent d'étudier les propriété générales de l'ensemble que forment sur la SC les points avec contingent non plan.

2. Tout cela change quand la portion de surface $z=f(x, y)$ projetée sur $z=0$ suivant R est à *courbures opposées*. Prenons ce terme au sens classique, en admettant pour f dans R l'existence de dérivées secondes

continues r, s, t. La recherche d'une telle $z = f$ peut se rattacher à divers principes.

J'appelle (P_1) celui d'entre eux où l'on part d'un opérateur différentiel linéaire symétrique du type suivant

$$\begin{aligned}\Omega(f, \varphi) &= f_{xx}\varphi_{yy} - 2f_{xy}\varphi_{xy} + f_{yy}\varphi_{xx} \\ &= r\tau - 2s\sigma + t\rho \\ &= \mathrm{J}[\mathbf{grad}(f+\varphi)] - \mathrm{J}[\mathbf{grad} f] - \mathrm{J}[\mathbf{grad}\varphi]\end{aligned}$$

en notant J le jacobien par rapport à x, y des deux composantes d'un vecteur. La dernière expression souligne le caractère intrinsèque de Ω. Et la seconde le ramène à la forme polaire de $rt - s^2$. Donc $\Omega = 0$ signifie que dans l'espace auxiliaire (r, s, t) les points $(\bar{r}, \bar{s}, \bar{t})$ et $(\bar{\rho}, \bar{\sigma}, \bar{\tau})$ sont conjugués par rapport au cône Γ d'équation $rt - s^2 = 0$. Situés de part et d'autre de Γ, ces points confèrent des signes opposés à $rt - s^2$. Dès lors, si $z = f(x, y)$ est une SC, il y a opposition de courbures pour $z = \varphi(x, y)$ en chaque point. Et vice-versa. Se donnant pour $z = f$ une SC, on obtient φ comme solution du problème de Dirichlet dans R, après s'être imposé les valeurs de φ sur le contour γ de R. Si l'on se donnait φ pour obtenir par $z = \varphi$ une surface à courbures opposées, on astreindrait f, par la condition $\Omega = 0$, à vérifier une équation du type hyperbolique ayant pour caractéristiques les projections sur $z = 0$ des asymptotiques de $z = \varphi$ (prendre ci-dessus toutes délimitations au sens large).

Soit maintenant $u = f(p, q)$ une SC de l'espace (p, q, u) concave vers les u positifs. Le minimum de l'intégrale de $f(p, q)\, dx\, dy$ pour des valeurs de z (fonction de dérivées premières p, q) imposées le long de γ fait intervenir l'équation

$$f_{pp}\, r + 2f_{pq}\, s + f_{qq}\, t = 0,$$

où intervient z, fonction inconnue de x, y. En exprimant x, y, z en p, q par des fonctions

$$x = \varphi_p, \qquad y = \varphi_q, \qquad z = p\varphi_p + q\varphi_q - \varphi \text{ (transformation de Legendre).}$$

cette équation prend la forme $\Omega(f, \varphi) = 0$, à cela près que les variables indépendantes sont devenues p, q (au lieu de x, y). Ainsi conduit, le calcul tend à promouvoir des surfaces pour lesquelles, *localement* au moins, se réalise une correspondance biunivoque entre x, y et p, q, ou aussi bien, entre la surface et sa représentation sphérique. Et l'orientation vient décider entre la convexité et l'opposition des courbures. Cela fait apparaître une certaine extension possible à partir de la théorie classique.

De ce point de vue, les surfaces à courbures opposées s'introduisent comme extrémales provenant d'une figurative convexe. Et malgré la présence sur cette dernière d'ensembles singuliers permis sur une SC (évoqués à la fin du n° 1)

ces surfaces extrémales demeurent pourvues d'éléments de contact du premier ordre.

3. En restant dans l'*analyse linéaire*, la recherche d'une surface à courbures opposées peut s'appuyer sur deux autres principes (P_2), (P_3). Avec (P_2), on se propose d'obtenir une $z=h(x,y)$ dont une des familles d'asymptotiques se projette sur $z=0$ suivant les intégrales, dans R, d'une équation $y'=f(x,y)$. Une telle h sera solution de l'équation linéaire du type parabolique

$$tf^2+2sf+r=0.$$

Avec (P_3), on cherche la représentation paramétrique d'une surface rapportée à ses asymptotiques, en utilisant le procédé de Lelieuvre

$$dM=\mathbf{N}\wedge(\mathbf{N}_u\,du-\mathbf{N}_v\,dv).$$

et remplaçant la forme ordinaire de la condition de compatibilité $\mathbf{N}_{uv}=\lambda\mathbf{N}$, avec λ fonction donnée de u, v, par l'équation intégrale traduisant la recherche de $\mathbf{N}$ à partir des valeurs de ses composantes sur deux asymptotiques issues d'un point : ce qui donne plus de généralité en évitant certaines dérivées, et en s'affranchissant d'hypothèses de continuité quant à λ.

4. Si l'on renonce à l'analyse linéaire, on peut recourir à une équation aux dérivées partielles du premier ordre dont toutes intégrales $z=f(x,y)$ avec dérivées r, s, t continues et lieux de caractéristiques soient à courbures opposées. Recherche locale immédiate en prenant par exemple les formes

$$z=\Psi(x,y,p,q),\qquad \psi(x,y,p,q)=0,$$

et adjoignant chaque fois à la proposée les deux relations obtenues en dérivant par rapport à x et à y, lesquelles déterminent r et t en x, y, z, p, q et s. On trouve ainsi que $rt-s^2$ s'abaisse au premier degré en s, d'où il résulte que les caractéristiques doivent coïncider avec un système d'asymptotiques. On est ramené aux équations tel que le cône des éléments en chaque point soit celui d'un complexe de droites. Pour une équation de ce type, dès que l'on en impose une famille d'intégrales $f(x,y,z)=C$, il n'y a que deux choix possibles, que l'on distingue en optant pour un *continu* formé avec des éléments dont chacun est une asymptotique d'une $f=C$ et en prenant le complexe engendré par les tangentes à ces asymptotiques. Une seule de ces solutions subsiste quand chaque $f=C$ est une réglée : l'équation aux dérivées partielles annoncée ne se détermine alors complètement qu'à partir des tangentes aux asymptotiques curvilignes.

Toute surface à courbures opposées de classe 2, soit $z=f(x,y)$ peut s'engendrer ainsi. Pratiquement il y a intérêt à former alors la famille sous la forme $z-f(x,y)=C$ et en imposant de la sorte à l'équation aux dérivées partielles le groupe des translations parallèles à Oz, ce qui conduit au type $\psi=0$ du début de ce paragraphe. Le complexe s'engendre en appliquant les

transformations de ce groupe aux tangentes asymptotiques de la surface initiale. Mais on peut tirer le même parti d'un autre groupe à un paramètre et notamment de celui des transformations

$$x_1 = mx, \qquad y_1 = y, \qquad z_1 = mz, \qquad p_1 = p, \qquad q_1 = mq$$

d'où une équation

$$z = xg\left(y, p, \frac{q}{x}\right),$$

ayant un faisceau d'intégrales réduites à des conoïdes $z = x\mathrm{Y}(y)$ où Y est une solution de l'équation ordinaire

$$\mathrm{Y} = g(y, \mathrm{Y}, \mathrm{Y}'),$$

cas donnant un exemple de la mise en œuvre d'une famille de réglées très simples pour en rendre solidaires d'autres surfaces à courbures opposées. Elles seront quelconques (du point de vue local) si l'on donne ici à g la plus grande généralité, explicitée par le processus géométrique précédent, ne faisant intervenir en définitive qu'une fonction arbitraire de deux variables (sans avoir à préciser si sa surface représentative a des courbures opposées ou concordantes).

5. L'énumération des principes ci-dessus appelle des vues comparatives. La mise en pratique de (P_1), (P_2), (P_3), (P_4) suppose toujours la donnée préalable d'une fonction de deux variables, sans toutefois conditionner par telle ou telle inégalité (remarque d'un type déjà rencontré à la fin du n° 4) la forme de cette fonction. En outre, la dite utilisation est affectée, dans les conditions actuelles, par le souci de rechercher dans chaque cas cité toute la généralité possible. On est donc ainsi entraîné vers des problèmes aux dérivées partielles posés dans des conditions notablement élargies et ainsi exigeant des théorèmes d'existence d'une grande finesse. Par exemple, en se ralliant à (P_4), on forme par les procédés du n° 4 des complexes de droites dont l'étude serait à reprendre, en tablant sur les seules hypothèses : continuité du système de droites considéré, et fait pour ce système d'une propriété dimensionnelle qui lui confère la qualité du complexe.

En ce qui concerne (P_2), dans les conditions envisagées au n° 3, on peut juger de la complexité des circonstances pouvant alors se produire d'après les caractères des surfaces douées d'une famille d'asymptotiques ordinaires ([1]). Pour (P_3), il me suffit ici de renvoyer à des indications antérieures. Sur (P_1) la même complexité apparaît spontanément. Et ceci confirme la haute difficulté de construire des surfaces à courbures opposées *générales*, ce dernier terme restant lui-même l'objet d'une analyse en devenir ([3]).

([1]) G. Bouligand, *Bull. Soc. Math. Fr.*, 74, 1946, p. 31-41.

([2]) *Rendic. Sem. Mat. di Padova*, 24, 1955, p. 63-65.

([3]) Bien entendu, la situation s'aggraverait encore en passant au point de vue global. *Cf.* Hadamard, *J. Math. pures et appl.*, 5, IV, 1898, p. 27-73.

MÉCANIQUE. — *L'équilibre des voiles minces hyperstatiques.*
Note (*) de M. **Gustavo Colonnetti.**

Dans les Notes précédentes (1) le problème de l'équilibre des voiles minces a été envisagé dans le but d'introduire — dans les solutions connues — la considération de ces déformations imposées dans lesquelles se traduisent certains phénomènes d'importance fondamentale dans la technique : déformations dues aux variations non uniformes de la température, au retrait des bétons, aux précontraintes, à la plasticité des matériaux, etc.

Je n'insisterai pas ici sur ces calculs, auxquels devraient d'ailleurs être apportées certaines corrections de détail, dont on s'occupera plus tard.

Ce que j'estime plus urgent, et surtout plus important, c'est d'insister sur la portée absolument générale de mes propositions; et cela d'autant plus que ce ne sont pas les surfaces simples (et donc intégrables) qui trouvent les plus nombreuses applications dans la construction des voiles minces.

Les surfaces qui intéressent davantage la technique sont précisément les plus compliquées, telles que les surfaces ondulées ou crispées auxquelles les procédés de l'analyse mathématique sont décidément inapplicables.

Le théorème général sur l'équilibre des corps déformables (2) est, au contraire, sûrement appliquable à toutes ces surfaces, toute compliquée que soit leur forme.

Voilà de quelle manière je pense qu'on devrait donc envisager le problème, en vue d'une solution tout à fait générale, soit du point de vue de la forme des surfaces, soit du point de vue des caractéristiques résistantes des matériaux.

La fonction qui, selon ce théorème, doit présenter sa valeur *minimum* en correspondance des valeurs des tensions qui caractérisent l'état d'équilibre peut, dans le cas des voiles minces, s'écrire sous la forme

$$\int_S \varphi(\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy})\, e\, dS + \int_S (\bar{\varepsilon}_x \sigma_x + \bar{\varepsilon}_y \sigma_y + \bar{\gamma}_{xy} \tau_{xy})\, e\, dS.$$

Nous supposerons :

1° que l'on puisse rapporter les divers états de tension, en équilibre avec les forces extérieures données, aux divers systèmes de valeurs de k paramètres indépendants (inconnues hyperstatiques) et cela de façon biunivoque et linéaire, c'est-à-dire de telle sorte que les composantes spéciales de tension puissent s'exprimer toutes comme des fonctions linéaires de ces k paramètres;

2° que l'on puisse caractériser les déformations imposées au moyen d'un certain nombre $h \leq k$ d'autres paramètres indépendants (caractéristiques de l'état de coaction) et cela encore biunivoquement et linéairement, c'est-à-dire de telle sorte que les composantes de la déformation imposée puissent toutes s'exprimer comme des fonctions linéaires de ces h paramètres.

Dans cette double hypothèse — qui se vérifie dans la plupart des cas particuliers les plus intéressants au point de vue technique — la condition de minimum que nous venons de rappeler se traduit dans un système de k équations qu'on obtient en égalant à zéro les dérivées partielles de ladite fonction par rapport aux k inconnues hyperstatiques.

Ces équations seront nécessairement linéaires et non homogènes entre les k paramètres de l'état de tension et les h paramètres de la déformation imposée.

Ces équations pourront donc, en général, être utilisées pour déterminer k quelconques parmi les $k+h$ paramètres, en fonction des autres h ou, plus généralement encore, pour les déterminer tous s'il arrive que, par ailleurs, on puisse établir entre eux h autres relations linéaires.

En pratique, on arrive par cette voie à la solution de trois catégories de problèmes :

a. Ceux où l'on connaît, ou du moins où l'on suppose connaître, les déformations imposées : c'est le problème fondamental de la théorie des coactions. Les k équations serviront évidemment à déterminer les k inconnues hyperstatiques;

b. Ceux où les déformations imposées sont inconnues, mais où l'on connaît h des inconnues hyperstatiques. Ici les mêmes équations serviront à déterminer, en plus des $k-h$ inconnues hyperstatiques restantes, les h paramètres de la déformation imposée;

c. Ceux enfin où les déformations imposées sont inconnues, mais où l'on connaît h relations (linéaires ou que l'on puisse en première approximation considérer comme telles) qui les lient aux inconnues hyperstatiques. Ces h relations et les k équations que nous avons écrites pourront alors être utilisées pour déterminer les $k+h$ inconnues du problème.

Lorsque nos hypothèses se vérifient il n'est donc plus le cas de procéder à la résolution du système des équations différentielles traduisant les conditions d'équilibre, résolution qui, même dans le très petit nombre de cas où elle est possible, ne pourra jamais nous conduire qu'à la configuration d'équilibre correspondant à l'hypothèse limite d'une parfaite élasticité des matériaux.

Au contraire le problème qui s'impose est celui du choix des inconnues hyperstatiques et de la résolution d'un système d'équations linéaires dont les coefficients et les termes connus — *si le choix des inconnues a été*

heureux — peuvent être calculés bien plus facilement, ou même être déterminés directement par des expériences sur des modèles appropriés.

Il n'est d'ailleurs pas même à exclure que — dans certains cas particuliers, *et par un choix particulier des inconnues hyperstatiques* — certains coefficients s'annulent, et que les équations deviennent indépendantes entre elles, avec toutes les simplifications qui s'ensuivent.

C'est ainsi que la théorie des états de coaction peut jouer un grand rôle dans une éventuelle théorie générale de l'équilibre des voiles minces.

(*) Séance du 14 janvier 1957.
(1) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1701.
(2) G. Colonnetti, *L'équilibre des corps déformables*, Dunod, Paris, 1955, p. 16.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **Gaston Julia** :

Cahiers scientifiques. XXV. *Les algèbres d'opérateurs dans l'espace hilbertien* (*Algèbres de von Neumann*), par Jacques Dixmier.

PLIS CACHETÉS.

A la demande de l'auteur, le pli cacheté accepté en la séance du 16 juillet 1956 et enregistré sous le nº 13 576, est ouvert par M. le Président. Le document qui en est retiré sera soumis à l'examen de la Section de Physique.

DÉSIGNATIONS.

M. **Clément Bressou** est désigné pour représenter l'Académie à la Cérémonie qui aura lieu le 19 mai 1957, à Saint-Amand-les-Eaux (Nord), pour commémorer la découverte par **Casimir Davaine** des bactéridies charbonneuses.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *L'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques*. Actes de la Conférence internationale de Genève, août 1955. Volume II. *Physique et piles de recherche*. Volume IV. *Principales sections efficaces servant à l'étude des piles*;

2° Wladyslaw Slebodziński. *Formes extérieures et leurs applications*. Volume I;

3° *Vom Zwischenkieferknochen zur Idee des Typus. Gœthe als Naturforscher in den Jahren* 1780-1786, von Hermann Bräuning-Oktavio.

ALGÈBRE. — *Une nouvelle opération sur les formes différentielles.* Note de M. **Pierre Cartier**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Généralisation de certains calculs de Jacobson (1) et Tate (2) concernant les formes différentielles en caractéristique $p \neq 0$. Application à la théorie des courbes algébriques et des variétés abéliennes.

1. On désignera par K une algèbre commutative avec unité sur un corps k de caractéristique $p \neq 0$. On renvoie au Séminaire Cartan-Chevalley (3) pour la définition du module $\Omega^1(K)$ des k-différentielles de K de degré 1 et l'on notera $\Omega^*(K)$ l'algèbre extérieure du K-module $\Omega^1(K)$. Dans l'anneau $\Omega^*(K)$, on définit de la manière usuelle une antidérivation d de degré 1 et de carré nul prolongeant l'application $x \to dx$ de K dans $\Omega^1(K)$. On notera $H^*(K)$ l'homologie du complexe $(\Omega^*(K), d)$.

2. Comme K est de caractéristique $p \neq 0$, on peut définir sur l'ensemble $W_m(K)$ des systèmes $(x_0, \ldots, x_{m-1})$ d'éléments de K une structure d'anneau commutatif au moyen des formules polynomiales de Witt (4); on peut définir un homomorphisme F de $W_m(K)$ dans lui-même, un homomorphisme R_m de $W_m(K)$ dans $W_{m-1}(K)$ et une application additive V_m de $W_m(K)$ dans $W_{m+1}(K)$ par les formules

(1) $$F(x_0, \ldots, x_{m-1}) = (x_0^p, \ldots, x_{m-1}^p),$$

(2) $$R_m(x_0, \ldots, x_{m-1}) = (x_0, \ldots, x_{m-2}),$$

(3) $$V_m(x_0, \ldots, x_{m-1}) = (0, x_0, \ldots, x_{m-1}).$$

La différentielle $\partial\mathbf{x}$ de l'élément $\mathbf{x} = (x_0, \ldots, x_{m-1})$ sera l'élément $\sum_{i=0}^{m-1} x_i^{p^{m-i-1}-1}\, dx_i$ de $\Omega^1(K)$. L'application $\mathbf{x} \to \partial\mathbf{x}$ est additive et l'on a la formule

(4) $$\partial(\mathbf{x}.\mathbf{y}) = x_0^{p^{m-1}}.\partial\mathbf{y} + \partial\mathbf{x}.y_0^{p^{m-1}}.$$

3. Si l'on fait $m = 2$ dans ce qui précède, et si l'on tient compte de la définition universelle de $\Omega^*(K)$, on voit qu'il existe un homomorphisme φ_1 de l'anneau $\Omega^*(K)$ dans l'anneau $H^*(K)$ qui associe à x et dx respectivement les classes de cohomologie de x^p et $x^{p-1}\,dx$.

Théorème 1. — *Si k est contenu dans le sous-anneau K^p de K formé des x^p avec $x \in K$, et si l'anneau K possède une p-base* (c'est-à-dire une famille d'éléments c_i tels que les monomes $\prod_i c_i^{\alpha_i}$ avec $0 \leq \alpha_i < p$ forment une base du K^p-module K), *l'homomorphisme φ_1 est une bijection de $\Omega^*(K)$ sur $H^*(K)$.*

Dans le cas particulier où K est un corps auquel nous nous limiterons dans la suite, on sait qu'il existe toujours une p-base.

Dans ces conditions, soit $\omega \in \Omega^*(K)$ telle que $d\omega = 0$; on notera $C(\omega)$ la forme différentielle telle que $\varphi_1 C(\omega)$ soit la classe de cohomologie de ω. On a alors le formulaire suivant :

$$(5)\qquad \begin{cases} C(\omega + \omega') = C(\omega) + C(\omega'), \\ C(x^p \omega) = x\, C(\omega), \\ C(dx) = 0, \\ C(x^{p-1}\, dx) = dx, \\ C\left(\dfrac{dx}{x}\right) = \dfrac{dx}{x}, \\ C(\partial \mathbf{x}) = \partial R_m \mathbf{x}. \end{cases}$$

pour $x \in K$, $\mathbf{x} \in W_m(K)$ et ω, $\omega' \in \Omega^*(K)$. De plus si D est une forme linéaire sur le K-module $\Omega^1(K)$ (autrement dit une k-dérivation de l'anneau K), on a

$$(6)\qquad \langle C(\omega), D \rangle^p = \langle \omega, D^p \rangle - D^{p-1}.\langle \omega, D \rangle.$$

pour $\omega \in \Omega^1(K)$ telle que $d\omega = 0$.

THÉORÈME 2. — *Pour que* $\omega \in \Omega^1(K)$ *soit de la forme* dx/x *avec* $x \in K$, *il faut et suffit que* $d\omega = 0$ *et* $C(\omega) = \omega$.

La condition est nécessaire d'après une des formules (5). Pour montrer la suffisance, on se ramène au cas où K est de degré fini sur $k(K^p)$; dans ce cas, le théorème 2 résulte facilement du théorème suivant qui est l'analogue d'un théorème connu de E. Noether en théorie de Galois :

THÉORÈME 3. — *Soient* K *et* L *deux corps de caractéristique* $p \neq 0$ *et tels que* $K \supset L \supset K^p$ *et* $[K:L] < \infty$. *Supposons donné pour toute* L-*dérivation* D *de* K *un opérateur additif* $\rho(D)$ *d'un espace* K-*vectoriel* V *tel que*

$$(7)\qquad \rho(xD).v = x.(\rho(D).v),$$

$$(8)\qquad \rho(D).xv = Dx.v + x.(\rho(D).v) \qquad (x \in K,\ v \in V)$$

et de sorte que ρ *soit un homomorphisme de p-anneau de Lie. Dans ces conditions, toute base du* L-*espace vectoriel* V_0 *formé des éléments de* V *annulés par tous les* $\rho(D)$ *est une base du* K-*espace vectoriel* V.

La démonstration repose sur la théorie des algèbres simples et sur le lemme suivant :

LEMME. — *Si* $(D_i)_{1 \leq i \leq n}$ *est une base du* K-*module des* L-*dérivations de* K, *tout endomorphisme de l'espace* L-*vectoriel* K *s'écrit d'une manière et d'une seule sous la forme*

$$\sum_{0 \leq \alpha_i < p} c_{\alpha_1, \ldots, \alpha_n} D_1^{\alpha_1} \ldots D_n^{\alpha_n} \qquad \textit{avec} \quad c_{\alpha_1, \ldots, \alpha_n} \in K.$$

4. Les applications à la géométrie algébrique de ce qui précède reposent sur les théorèmes suivants :

THÉORÈME 4. — *Soit* X *une courbe normale et complète définie sur un corps* k *algébriquement clos de caractéristique* $p \neq 0$. *Pour toute forme différentielle rationnelle* ω *sur* X *et tout* $x \in X$, *on a*

$$\text{res}_x(C(\omega)) = (\text{res}_x \omega)^p \tag{9}$$

De plus, l'espace k-vectoriel $\Omega^1(k(X))$ (5) *est somme directe du sous-espace* $\bigcup_{m \geq 0} \partial(W_m(k(X)))$ *et du sous-espace engendré par les* df/f *avec* $f \in k(X)$ *non nulle*.

De la formule (9), on déduit une démonstration très facile de la formule des résidus.

COROLLAIRE. — *Soit* φ *l'application canonique de la courbe normale et complète* X *dans sa Jacobienne* J *et soit* h *l'application du groupe de cohomologie* $H^1(X, \mathcal{O}_X)$ *de* X (*à valeurs dans le faisceau des anneaux locaux*), *dans l'espace des champs de vecteurs invariants sur* J *qui est transposée de l'application* $\omega \to \varphi^{-1}\omega$ *sur les formes différentielles* (6). *Si* F *est l'endomorphisme de* $H^1(X, \mathcal{O}_X)$ *déduit de l'application* $f \to f^p$ *de* $\mathcal{O}_{X,x}$, *on a*

$$h(F(a)) = h(a)^p \qquad [a \in H^1(X, \mathcal{O}_X)]. \tag{10}$$

Autrement dit, la matrice A de Hasse-Witt (7) est celle de l'application $D \to D^p$ dans l'algèbre de Lie de la Jacobienne J de X.

THÉORÈME 5. — *Soit* X *une variété normale et complète définie sur le corps* k *algébriquement clos de caractéristique* $p \neq 0$ *et soit* Ω *l'espace des formes différentielles rationnelles sur* X *de diviseur positif. Le sous-groupe additif* G *de* Ω *défini par les conditions* $d\omega = 0$ *et* $C(\omega) = \omega$ *est canoniquement isomorphe au groupe des classes de diviseurs d'ordre* p *sur* X. *De plus, si* Ω *est de dimension finie sur* k *et si l'on a* $d\omega = 0$ *pour tout* $\omega \in \Omega$, *l'espace* Ω *est somme directe du sous-espace engendré par* G *et du sous-espace* $\Omega \cap \left(\bigcup_{m \geq 0} \partial(W_m(k(X))) \right)$.

On a un énoncé analogue avec les formes invariantes lorsque X est un groupe algébrique commutatif, et ceci étend un résultat de Barsotti sur les variétés abéliennes.

De plus le théorème 5 montre que si X est une courbe normale et complète de genre g et si σ est le rang de la matrice $A.A^p\ldots A^{p^{g-1}}$, avec les notations de Hasse-Witt (7), il y a $p^{n\sigma}$ classes de diviseurs d'ordre p^n sur X, et que $\sigma = g$ si et seulement X ne possède pas de différentielle exacte de première espèce.

(1) *Trans. Amer. Math. Soc.*, 42; 1937, p. 206-224.

(2) *Proc. Amer. Math. Soc.*, 3, 1952, p. 400-406.

(3) *Séminaire E. N. S.*, 1955-1956, exp. 13.

(4) *J. Crelle*, 176, 1936, p. 126-140.

(5) On note $k(X)$ le corps des fonctions rationnelles sur la variété X.

(6) On met en dualité, au moyen des résidus, l'espace $H^1(X, \mathcal{O}_X)$ avec l'espace des formes de première espèce sur X.

(7) *Mh. Math. Phys.*, 43, 1936, p. 400-421.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Le développement de Taylor de la fonction inverse.* Note (*) de M. **Alexandre Ostrowski**, présentée par M. Gaston Julia.

On établit une expression explicite pour $\frac{d^n z}{dw^n}$ en fonction des dérivées $\frac{dw}{dz}, \frac{d^2 w}{dz^2}, \ldots, \frac{d^n w}{dz^n}$.

1. Si

$$w = f(z) = \sum_{\nu=1}^{\infty} \alpha_\nu z^\nu$$

converge au voisinage de l'origine et $\alpha_1 \neq 0$, on sait qu'un développement de la fonction inverse $z = \varphi(w)$ au voisinage de l'origine est donné par la série $z = \sum_{\nu=1}^{\infty} \beta_\nu w^\nu$, où les expressions des premiers coefficients $\beta_1, \beta_2, \beta_3, \ldots,$

$$\beta_1 = \frac{1}{\alpha_1}, \qquad \beta_2 = -\frac{\alpha_2}{\alpha_1^3}, \qquad \beta_3 = \frac{2\alpha_2^2 - \alpha_1\alpha_3}{\alpha_1^5}, \qquad \ldots,$$

ont été données déjà par Newton [1]. Toutefois, ce n'était que Lagrange qui, en établissant sa célèbre « série de Lagrange », a donné une première expression générale pour les coefficients de $\varphi(w)$. D'autre part l'expression de Lagrange ne s'adapte guère directement au calcul sauf quelques cas assez particuliers.

2. Il y a donc lieu de chercher l'expression explicite des β_ν par les α_ν. Pour la résolution de ce problème il convient de chercher directement les expressions des dérivées de $\varphi(w)$ en fonction des dérivées de $f(z)$.

Posons

(1) $$w_\nu = \frac{d^\nu w}{dz^\nu}, \qquad z_\nu = \frac{d^\nu z}{dw^\nu} \qquad (\nu = 1, 2, \ldots).$$

Alors on démontre facilement par induction que l'on a

(2) $$z_n = Z_n(w_1, \ldots, w_n)\, w_1^{-(2n-1)},$$

où Z_n est un *polynome* [2] en $w_1, w_2, \ldots, w_n$,

(3) $$Z_n = \Sigma a_{k_1, \ldots, k_n} w_1^{k_1} \ldots w_n^{k_n},$$

les exposants k_ν satisfaisant aux conditions

(4) $$k_\nu \geqq 0; \qquad \sum_{\nu=1}^{n} k_\nu = n - 1; \qquad \sum_{\nu=1}^{n} \nu k_\nu = 2n - 2.$$

Pour Z_n une formule de récurrence due à Schröder [2] s'établit facilement

par induction :

(5)
$$Z_{n+1} = w_1 \sum_{\sigma=1}^{n} w_{\sigma+1} \frac{\partial Z}{\partial w_\sigma} - (2n-1)\, w_2 Z_n.$$

3. Or, les conditions (4) sont *les seules* auxquelles les exposants k_ν dans (3) sont assujettis, et aucun des termes correspondants ne manque dans (3). Ceci résulte de la formule

(6)
$$a_{k_1, \ldots, k_n} = (-1)^{n-k_1-1} \frac{(2n-k_1-2)!}{k_2!\,(2!)^{k_2} k_3!\,(3!)^{k_3} \ldots k_n!\,(n!)^{k_n}}$$

qui donne la solution de notre problème. On peut démontrer cette formule par induction par exemple en utilisant la formule (5) de Schröder; d'ailleurs on peut aussi démontrer (6) en passant par la série de Lagrange. De (6) l'expression générale pour les β_ν se déduit facilement

(7)
$$\beta_n = \sum (-1)^{n-k_1-1} \frac{(2n-k_1-2)!}{n!\,k_2!\,k_3!\ldots k_n!} \alpha_1^{-(2n-k_1-1)} \alpha_2^{k_2} \ldots \alpha_n^{k_n}.$$

La démonstration détaillée de (6) sera donnée dans un autre recueil.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) *Cf.* J. L. LAGRANGE, *Œuvres*, 3, p. 24.

(2) E. SCHRÖDER, *Math. Ann.*, 2, 1870, p. 330.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur le problème aux valeurs initiales pour une équation de convolution homogène à une variable.* Note (*) de M. CHARLES ROUMIEU, présentée par M. Jean Leray.

On définit dans cette Note une classe étendue d'équations de convolution à une variable possédant, dans l'espace des distributions définies sur la droite, une solution et une seule prenant des valeurs données sur un intervalle.

Soit φ une distribution donnée, non nulle, de support borné; on ne diminuera pas la généralité en supposant que le segment-support (le plus petit segment contenant le support) de φ est $[0, l]$, $(l \geq 0)$.

THÉORÈME 1. — *Soit x une distribution. Si $x = 0$ sur $]-l, \varepsilon[$, $(\varepsilon > 0)$, et si $\varphi \star x = 0$ sur $]0, +\infty[$, alors, $x = 0$ sur $]-l, +\infty[$.*

Démonstration. — Soient $T > \varepsilon$, et y une distribution égale à x sur $]-l, T[$, nulle en dehors de $[-l, T]$; on a $\varphi \star y = 0$ en dehors de $[T, T+l]$; le segment-support de $\varphi \star y$ est la somme des segments-support de φ et de y (1); alors, y a pour support le point T; d'où $x = 0$ sur $]-l, T[$, et, puisque T est quelconque, le théorème (2).

Soient $w = u + iv$ une variable complexe, $\Phi(w) = \varphi . e^{-iwt}$ (produit scalaire) la transformée de Fourier de φ.

Définition. — On désigne par $A^+(p, m)$, [resp. $A^-(p, m)$, (p réel, $m \geqq 0$)], la classe des distributions φ de segment-support $(0, l)$, telles que

$$(1) \qquad \lim (iw)^{-p}\Phi(w) = M \qquad [(\text{resp.} \lim (iw)^{-p} \exp(liw)\Phi(w) = M],$$

avec $0 < |M| < +\infty$; uniformément lorsque $v + m \operatorname{Log}(1+|u|)$ tend vers $-\infty$; [resp. $v - m \operatorname{Log}(1+|u|)$ tend vers $+\infty$].

Lemme. — *Soient S une distribution de support borné, d'ordre $\leqq n$, nulle pour $t < a$; $\Sigma(w)$ sa transformée de Fourier. On a*

$$(2) \qquad \Sigma(w) = O[w^n \exp(av)] \qquad \text{lorsque } w \text{ tend vers l'infini}, \qquad v \leqq 0.$$

Démonstration. — D'après le théorème de Paley-Wiener généralisé, $\Sigma(w)$ est de type exponentiel, et $\Sigma(u) = O(u^n)$ lorsque u tend vers $\pm\infty$; S est la dérivée d'ordre u d'une mesure df dont la transformée de Fourier est $(iw)^{-n}\Sigma(w)$; on a $f(a+0) = \lim\limits_{v=-\infty} (-v)^{-n} \exp(-au)\Sigma(iv)$; le lemme résulte alors du théorème de Phragmén-Lindelöf.

De ce lemme on déduit aisément le théorème suivant :

Théorème 2. — *Si φ est la dérivée d'ordre $p+1$ d'une fonction à variation bornée nulle pour $t < 0$, et discontinue à l'origine, alors $\varphi \in A^+(p, 0)$.*

Si $\varphi \in A^+(p, m)$, et si S est d'ordre $\leqq n$, nulle en dehors de $[\lambda, l]$, $(0 < \lambda \leqq l)$, alors $\varphi + S \in A^+(p, m')$, avec $m' = \sup(m, (n-p)/\lambda)$; énoncés analogues avec $A^-(p, m)$.

Lemme. — *Soient S une distribution de support borné, $\Sigma(w)$ sa transformée de Fourier. On a*

$$(3) \qquad S = \frac{1}{2\pi} \lim_{X=+\infty} \int_{T_\mu(x)} \Sigma(w) \exp(iwt)\, dw,$$

la limite étant prise dans l'espace topologique des distributions. $T_\mu(x)$ est la courbe : $v = c - \mu \operatorname{Log}(1+|u|)$, $|u| \leqq X$.

Démonstration. — Si $c = \mu = 0$, on obtient (3) en régularisant S par $\sin Xt/t$. On montre ensuite, au moyen de (2) qu'il revient au même d'intégrer sur $T_\mu(x)$ ou sur l'axe réel.

Théorème 3. — *Soient $\varphi \in A^+(p, m)$; y une distribution donnée telle que $\varphi \star y = 0$ sur $]0, \varepsilon[$. Il existe une infinité de distributions x^+ telles que $x^+ = y$ sur $]-l, \varepsilon[$; $\varphi \star x = 0$ sur $]0, +\infty[$. Deux quelconques d'entre elles sont égales sur $]-l, +\infty[$.*

Démonstration. — La deuxième partie résulte du théorème 1. Pour établir la première, on peut supposer que $y = 0$ en dehors de $]-l, \varepsilon[$; alors, on a $\varphi \star y = h + k$, h et k ayant leurs supports contenus respectivement dans $]-l, 0[$ et $]\varepsilon, l+\varepsilon[$; $H(w)$ étant la transformée de Fourier de h, on montre que

$$x^+ = \frac{1}{2\pi} \lim_{X=+\infty} \int_{T_\mu(X)} \frac{H(w)}{\Phi(w)} e^{iwt}\, dw \qquad (\mu > m)$$

est une distribution qui satisfait aux conditions voulues.

Théorème 4. — *Soient* $\varphi \in A^+(p, m) \cap A^-(p', m')$; *y une distribution donnée telle que* $\varphi \star y = 0$ *sur* $]0, \varepsilon[$. *Il existe une distribution x et une seule telle que* $x = y$ *sur* $]-l, \varepsilon[$ *et* $\varphi \star x = 0$ *sur la droite.*

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) Titchmarsh, *Introduction to the theory of Fourier Integrals*, Oxford, 1937, p. 327.

(2) J. P. Kahane, *Ann. Inst. Fourier*, 5, 1953 et 1954, p. 42.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Classes semi-analytiques et sommation de séries potentielles divergentes.* Note (*) de M. **Ricardo San Juan**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Le problème A de la sommation de séries potentielles divergentes comme prolongation de l'isomorphisme entre les séries potentielles à cercle de convergence et les fonctions holomorphes, n'a pas de solution dans le cas le plus général. Solution la plus générale de ce problème A, parmi celles qui donnent des sommes identiques à celles qu'on obtient avec une solution quelconque de A (problème B).

Soit **s** l'ensemble des séries potentielles $\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n$ avec $\overline{\lim_{n \to \infty}} |a_n|^{1/n} < \infty$ et **h** l'ensemble de toutes les fonctions holomorphes dans O, c'est-à-dire monogènes dans un entour de O. Soit σ l'isomorphisme qui existe entre les séries potentielles de **s** et ses sommes de **h** en rapport aux lois formelles du calcul, par exemple, les *a*, *b*, *c*, *d* et *e* qu'on énonce ensuite, choisies pour l'application aux équations différentielles.

Soit **D** un ensemble de domaines D (ouverts) du plan complexe ou d'une superficie de Riemann avec le point d'accumulation O et qui sont des *étoiles* en rapport à O, c'est-à-dire que si $z \in D \in \mathbf{D}$, le segment $Oz \in D$ aussi.

Le problème de la sommation de séries potentielles divergentes peut être énoncé ainsi :

Problème A. — *Prolonger l'isomorphisme* σ *entre* **s** *et* **h** *en rapport à a, b, c, d, e, moyennant un autre isomorphisme* σ_1 *en relation aux mêmes lois formelles a, b, c, d, e entre un ensemble* $\mathbf{S} \supset \mathbf{s} (\mathbf{S} \not\equiv \mathbf{s})$ *de séries* $\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n$ *et un ensemble* $\mathbf{A} \supset \mathbf{h} (\mathbf{A} \not\equiv \mathbf{h})$ *de fonctions f(z), chacune desquelles est analytique dans un domaine* $D \in \mathbf{D}$ *au moins :*

Les séries $\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n \in \mathbf{S}$ se nomment sommables et la fonction homologue $f(z) \in \mathbf{A}$ dans l'isomorphisme σ_1 s'appelle somme σ_1 de la série $\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n$ et s'écrit $(\sigma_1) \sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n = f(z)$. Une fois fixé **D**, on dit qu'une solution σ_1 du

problème A comprend une autre σ_2 quand l'ensemble $\mathbf{S}_1$ de séries sommables σ_1 contient l'ensemble $\mathbf{S}_2$ de séries sommables σ_2, c'est-à-dire $\mathbf{A}_1 \supset \mathbf{A}_2$.

Lois formelles. — Si $\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n$ est sommable avec la somme $f(z)$, on vérifie :

a. $\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^{n+1}$ est sommable avec la somme $zf(z)$;

b. $\sum_{n=1}^{\infty} a_n z^n$ est sommable avec la somme $f(z) - a_0$;

c. $f(z)$ est analytique et bornée dans un domaine $D \in \mathbf{D}$;

d. $\sum_{n=0}^{\infty} n a_n z^{n-1}$ est sommable avec la somme $f'(z)$;

e. $\sum_{n=0}^{\infty} [a_n/(n+1)] z^{n+1}$ est sommable et sa somme est $\int^{z} f(t)\,dt$ sur le segment $Oz \in D$.

Soit $\mathbf{R}_\alpha$ l'ensemble de tous les domaines $R_\alpha \equiv \{|z^{1/\alpha} - a^{1/\alpha}| < a^{1/\alpha}\}$ $(a > 0, 0 \leqq \alpha \leqq 2)$ réciproques des régions $\mathcal{R}_e z^{1/\alpha} \geqq 2^{-1} a^{-1/\alpha}$. Soit R la région transformée d'un domaine Δ_1 de M. S. Mandelbrojt (¹) (p. 33-34); $\mathbf{R}$ l'ensemble de tous les domaines qui se transforment par inversion en rapport de l'origine O dans les régions R *convexes*; c'est-à-dire des domaines de M. H. J. Meili (²) (p. 30), dont leurs inverses soient des régions R convexes.

Des lois *a*, *b*, *c*, on déduit $f(z) \approx \sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n$ (à la Poincaré) dans un $D \in \mathbf{D}$. Mais cette relation n'est pas un isomorphisme, mais un méromorphisme. En prenant comme ensemble $\mathbf{D}$ le $\mathbf{R}_\alpha$, on peut obtenir isomorphisme assignant à chaque série $\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n$ son approximation asymptotique optime $f(z) \in C[(\alpha_n)!\, R_\alpha]$ (³) ou (⁴) dans un $R_\alpha \in \mathbf{R}_\alpha$ quelconque avec $\alpha > \alpha_1 \equiv \lim_{n \to \infty} [\log |a_n| / (n \log n)]$ ou dans le même R_{α_1} quand cette approximation existe. La fonction $f(z)$ est indépendante de $\alpha > \alpha_1$, en vertu du dernier théorème de (³); et de même évidemment de $a > 0$. Celle-ci est une solution du problème A pour $\mathbf{D} \equiv \mathbf{R}_\alpha$, que nous pourrions appeler solution W (Watson); mais elle n'est pas la plus générale, puisqu'elle n'existe pas ni pour $\mathbf{D} \equiv \mathbf{R}_\alpha$, ni pour $\mathbf{D} \equiv \mathbf{R}$. En effet, en s'appuyant dans (³) (p. 166, 14ᵉ ligne) ou dans (⁴) (théorème 2) dans un cas ou l'autre, on démontre que :

Théorème 1. — *Il n'est pas possible d'obtenir pour* $\mathbf{R}_\alpha$ *ni pour* $\mathbf{R}$ *comme ensemble* $\mathbf{D}$, *une solution* σ_1 *du problème* A *qui comprenne toutes les autres, c'est-à-dire dont l'ensemble* $\mathbf{S}_1$ *de séries sommables contienne celui* $\mathbf{S}_2$ *qu'on obtient avec une solution quelconque* σ_2, *c'est-à-dire* $\mathbf{S}_1 \supset \mathbf{S}_2$.

Alors surgit le nouveau problème suivant :

PROBLÈME B. — *Obtenir une solution σ_1 du problème* A *telle que :*

1. *Si* $\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n$ *est sommable* σ_1, *sa somme coïncide avec celle qu'on obtient par une solution quelconque* σ_2 *de* A, *c'est-à-dire si* $\left(\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n\right) \in (\mathbf{S}_1 \cap \mathbf{S}_2)$, *est* $(\sigma_1)\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n \equiv (\sigma_2)\sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n$.

2. *L'ensemble* $\mathbf{S}_1$ *de séries sommables* σ_1 *contient le* $\mathbf{S}'_1$ *des séries sommables avec une autre solution quelconque* σ'_1 *qui vérifie la même condition* 1 *que la* σ_1, *c'est-à-dire si une autre solution* σ'_1 *vérifie* 1, *on a* $\mathbf{S}'_1 \subset \mathbf{S}_1$.

Moyennant les conclusions de (3) (p. 166, lignes 14 et 1), on peut démontrer le

THÉORÈME 2. — *La solution du problème* A *que nous avons appelée antérieurement solution* W *c'est la solution (unique) du problème* B *pour* $\mathbf{D} \equiv \mathbf{R}_\alpha$.

Il reste comme problème non résolu, à généraliser cette conclusion pour $\mathbf{D} \equiv \mathbf{R}$ en s'appuyant sur le théorème 5 dans (4) et amplifiant aux domaines $R \in \mathbf{R}$ le dernier théorème de (3) (p. 167).

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) *Séries adhérentes, etc.*, Paris, 1952.

(2) *Über das Eindeutigkeits Problemen in der Theorie der asymptotischen Reihen. Inaugural dissertation*, Zürich, 1954.

(3) R. SAN JUAN, *Proceedings of the international Mathematic (Congress Amsterdam*, 1, 1954, p. 165-166).

(4) R. SAN JUAN, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 292.

GÉOMÉTRIE DES NOMBRES. — *Sur une famille de polyèdres.*

Note (*) de M. EUGÈNE EHRHART, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Continuant la recherche du nombre de points entiers intérieurs à un polyèdre entreprise dans deux Notes précédentes (1), on résout le problème pour les polyèdres entiers convexes dont chaque face a un centre de symétrie, et pour ceux qui s'en déduisent par des translations vidant leurs surfaces de points entiers.

THÉORÈME 1. — *Pour un prisme à surface vide, déduit par translation d'un prisme convexe entier, pourvu d'un centre de symétrie, le nombre des points entiers intérieurs est égal au volume.*

a. Le vecteur translation $\vec{T}$ *n'est parallèle à aucune face.* — Chaque base a un centre de symétrie, puisque le prisme en possède un. Le contour apparent dans la direction $\vec{T}$ est formé de deux arêtes latérales opposées et de deux demi-contours de base. Il partage la surface en deux nappes symétriques, l'une r

éclairée par des rayons de direction $\vec{T}$, l'autre r' à l'ombre. Pour passer du prisme entier à celui qui lui correspond par $\vec{T}$, on peut lui ajouter la région R' de l'espace balayée par r' dans le mouvement de translation rectiligne $(\vec{T})$ (opération 1), puis enlever du volume ainsi formé la région R balayée par r (opération 2). Soient i_R, $i_{R'}$, i_r, $i_{r'}$, i_a, i_c respectivement les nombres de points entiers situés à l'intérieur de R, à l'intérieur de R', sur r, sur r' (la frontière a entre r et r' étant exclue), sur a, sur la surface cylindrique balayée par a dans la translation (a exclue). Voyons comment les deux opérations modifient les nombres i et $\mathcal{E}$ des points entiers intérieurs et périphériques.

Opération 1 : i s'accroît de $i_{r'}+i_{R'}$ et $\mathcal{E}$ de $i_c-i_{r'}$.

Opération 2 : i diminue de i_R et $\mathcal{E}$ de $i_c+i_a+i_r$.

Or $i_r=i_{r'}$ puisque r et r' sont symétriques, et $i_R=i_{R'}$ car deux faces symétriques étant aussi en translation (vu que chaque face a un centre de symétrie) balayent le même nombre de points entiers, ainsi que leurs contours.

En définitive $i+(\mathcal{E}/2)$ diminue de $i_a/2$. Or pour le prisme entier $i+(\mathcal{E}/2)=V+(i_a/2)$ (Note 10, théorème 4).

b. Le vecteur $\vec{T}$ est parallèles à une face. — Décomposons-le en deux vecteurs $\vec{T}_1$, $\vec{T}_2$ non parallèle à une face, tel qu'après la translation $\vec{T}_1$ la surface du prisme soit vide. Donc $i_1=V$. Pour le passage du prisme P_1 à P_2 par $\vec{T}_2$ le raisonnement a s'applique. Or pour P_1, $i_a=0$.

LEMME 1. — *Tout polygone plan convexe pourvu d'un centre de symétrie, peut être décomposé en parallélogrammes* (²).

Soit AB...MA'B'...M' le polygone. En remplaçant la ligne brisée BC...MB' par la ligne qui s'en déduit par la translation $(\overrightarrow{A'B'})$ — ce qui revient à supprimer une bande formée de parallélogrammes —, on forme un nouveau polygone à centre de symétrie, auquel on supprime une bande et ainsi de suite.

LEMME 2. — *Si chaque face d'un polyèdre convexe a un centre de symétrie, on peut le décomposer en parallélépipèdes.*

Deux arêtes parallèles sont égales, puisqu'on passe de l'une à l'autre par une suite de symétries faciales. Enlevons de la surface du polyèdre toutes les faces parallèles à une arête AB; il reste deux calottes. En remplaçant la calotte portant A par celle qui s'en déduit par la translation $(\overrightarrow{AB})$, on supprime du polyèdre une bande formée de parallélépipèdes (car d'après le lemme 1 la calotte est constituée de parallélogrammes), et l'on forme un nouveau polyèdre dont chaque face à un centre de symétrie. On y supprime une bande et ainsi de suite.

THÉORÈME 2. — *Si chaque face d'un polyèdre convexe a un centre de symétrie, il a lui-même un tel centre.*

Cela résulte du lemme 2 et du théorème : tout corps convexe composé d'un nombre fini de corps pourvus d'un centre de symétrie a lui-même un tel centre ([3]).

Théorème 3. — *Si chaque face d'un polyèdre entier convexe a un centre de symétrie, le nombre global* E *des points entiers, le volume* V *et la longueur arithmétique a du contour apparent, pris dans une direction qui n'est parallèle à aucune face, sont liés par*

$$E = V + \frac{a}{2}. \quad (^4).$$

Après une translation qui vide la surface du polyèdre, le nombre des points entiers intérieurs est égal au volume.

Les parallélogrammes de décomposition d'une face sont entiers (comme les translations utilisées) et par suite les parallélépipèdes composant le polyèdre P le sont. D'autre part une translation $\vec{T}$ vidant la surface de P, en donnant P′, vide aussi celles des parallélépipèdes, qui satisfont donc à $i = V$ (théorème 1), ainsi que P′. En revenant à P par la translation opposée, on voit comme au théorème 1 que $i = V$ devient $i + (\mathcal{S}/2) = V + (a/2)$.

Remarque. — La cristallographie fournit des exemples de polyèdres convexes à faces centrées, qui peuvent être entiers, comme le rhombododécaèdre.

Définition, — Un *motif* est un corps convexe tel qu'on puisse l'empiler avec des corps qui s'en déduisent par translation, de manière à remplir l'espace sans vides ni empiétements, les centres de gravité des corps formant un réseau (réseau associé).

Minkowski a démontré (*Göttinger Nachrichten*, 1897, p. 217) qu'un motif est un polyèdre convexe de 6, 8, 10, 12 ou 14 faces, dont chacune a un centre de symétrie. *Le théorème* 3 *s'applique donc à tout motif entier*. Soit M un motif quelconque (entier ou non), dont le réseau associé est déduit par translation d'un réseau prélevé sur un réseau R. Affectons chaque point entier de R, intérieur à M ou périphérique, d'un coefficient $1/n$, où n est le nombre de motifs de l'empilement auxquels ce point A appartient. *Le volume de* M *est* $V = \Sigma 1/n$. En particulier *si la surface du motif est vide*, $V = i$ ([5]).

(*) Séance du 14 janvier 1957.

([1]) Notes 10 et 11, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 347 et **244**, 1957, p. 157.

([2]) Toute figure plane convexe composée d'un nombre fini de figures pourvues d'un centre de symétrie a elle-même un tel centre (H. Minkowski, *Diophantische Approximationen*, p. 78. Teubner, Berlin, 1927). On peut donc dire : *Une condition nécessaire et suffisante pour qu'un polygone plan convexe ait un centre de symétrie est qu'il soit décomposable en parallélogrammes.*

([3]) p. 79 de l'Ouvrage cité dans ([2]).

([4]) Donc $V = i + [\mathcal{E} - (a)/2]$. Comme pour la direction dans laquelle on prend le contour apparent $(\mathcal{E} - a)/2$ est le nombre de points entiers non vus de la surface, on peut dire : *Le volume du polyèdre est égal au nombre de ses points entiers cachés* (soit parce qu'ils sont intérieurs, soit parce qu'ils se trouvent sur la partie non vue de la surface.)

([5]) Soit i le nombre de points entiers intérieurs au tétraèdre formé par les plans de coordonnées et le plan $(X/a) + (Y/b) + (Z/c) = 1$. Rademacher avance que si a, b, c sont des entiers premiers entre eux deux à deux, i a la parité de $N = [(a+1)(b+1)(c+1)/4]$ (*Studies, Math. Mech.* présented to Richard von Mises, 49-53, 1954). Ceci est contredit par l'exemple (2, 5, 9), où $i = 2$ et $N = 45$.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Théorie des connexions.*

Note de M. **André Aragnol**, présentée par M. Joseph Pérès.

Définition du faisceau des connexions d'un espace fibré différentiable. Propriétés fondamentales. Définition du faisceau des connexions réduites et du faisceau des courbures réduites. Structure du faisceau d'invariance d'une connexion.

1. Soit $\mathcal{L}^p\left(\mathcal{L} = \bigcup_p \mathcal{L}^p\right)$ l'espace fibré des p-formes différentielles sur une variété différentiable $\mathfrak{X}$, à valeurs dans l'algèbre de Lie $\underline{G}$ d'un groupe de Lie G. Soient $L^p\left(L = \bigcup_p L^p\right)$ le faisceau correspondant et M le faisceau des germes de fonctions différentiables $\mathfrak{X} \to G$. Posons $X(\overline{m}) = \overline{m}^{-1}\, d\overline{m}$ (notation classique). où $\overline{m}$ est une fonction différentiable $U \to G(U \subset \mathfrak{X})$. $X(\overline{m})$ est une 1-forme différentielle sur U à valeurs dans $\underline{G}$. Il existe donc une application $X : M \to L^1$ pour laquelle $p_L(X(m)) = p_M(m)$ et $X(mm') = X(m') + \mathrm{Adj}(m'^{-1})X(m)$ pour m, $m' \in M_x$. Il en résulte que M opére à gauche sur L^1 par $C(m)\theta = X(m^{-1}) + \mathrm{Adj}(m)\theta$ ($\theta \in L^1_x$ et $m \in M_x$). Le symbole L^1 sera réservé à L^1 muni des structures algébriques habituelles et C désignera un faisceau de base $\mathfrak{X}$, homéomorphe à L^1 par $A : C \to L^1 (p_L \circ A = p_C)$ et muni des structures suivantes :

a. M opère sur C par $(m, \omega) \to C(m)\omega$ ($m \in M_x$ et $\omega \in C_x$) où $C(m)\omega = A^{-1}(C(m)A(\omega))$.

b. L^1 opère sur C par $(\omega, \theta) \to \omega + \theta$ ($\omega \in C_x$ et $\theta \in L^1_x$) où $\omega + \theta = A^{-1}(A(\omega) + \theta)$.

On a

$$C(m)\,\omega + \mathrm{Adj}(m)\,\theta = C(m)\,(\omega + \theta). \tag{1}$$

On définit également un faisceau D des opérateurs de différentiation covariante sur L, faisceau sur lequel M opère par $D(m)$ et qui s'identifie au quotient de C par le centre de L^1. On note B l'application $C \to D$ qui en résulte. Les formules traditionnelles de la géométrie différentielle locale deviennent

alors

(2)
$$\left\{\begin{array}{l} B(C(m)\omega) = D(m)B(\omega) \qquad (\omega \in C_x,\ m \in M_x), \\ (D(m)\Delta)(\mathrm{Adj}(m)\theta) = \mathrm{Adj}(m)\Delta\theta \qquad (\Delta \in D_x)\ \theta \in L_x) \\ \text{et, en posant,} \\ \Omega(\omega) = dA(\omega) + \frac{1}{2}[A(\omega), A(\omega)], \\ \Omega(C(m)\omega) = \mathrm{Adj}(m)\Omega(\omega), \\ \Delta^2\theta = \Omega(\omega). \qquad \Delta\Omega(\omega) = 0, \qquad \text{si} \quad \Delta = B(\omega). \end{array}\right.$$

2. Soient alors $\mathcal{E}$ un espace fibré différentiable, de base $\mathfrak{X}$ et de groupe G et E le faisceau des germes de sections locales différentiables de $\mathcal{E}$.

Définition 1. — On appellera *faisceau des connexions de $\mathcal{E}$*, le quotient C(E) du produit fibré de C et de E par la relation d'équivalence : $(z, \omega) \equiv (z', \omega')$ si $p_E(z) = p_E(z') = p_C(\omega) = p_C(\omega') = x$ et si $z' = z.m$ et $\omega' = C(m^{-1})\,\omega\,(p_M(m) = x)$.

Une connexion est une section globale de C(E).

Le faisceau des opérateurs de différentiation covariante de $\mathcal{E}$ est défini de la même façon à partir de D et de $D(m)$.

Soient $\mathfrak{M}(\mathcal{E})$, $\mathcal{L}(\mathcal{E})$ [resp. M(E), L(E)] les espaces fibrés (resp. faisceaux) déduits de $\mathfrak{M} = \mathfrak{X} \times G$ et $\mathcal{L}$ (resp. M et L) par des relations analogues [$\mathfrak{M}$ (resp. M) opérant sur lui-même par l'intermédiaire des automorphismes intérieurs et sur $\mathcal{L}$ (resp. L) par la représentation adjointe].

Proposition 1. — M(E) *opère à gauche sur* C(E). *Le transformé de* $\omega \in C_x(E)$ *par* $m \in M_x(E)$ *étant noté* $C(m)\,\omega$, *on a*

$$j_C(z)\,(C(m)\,\omega) = C(j_M(z)\,m)\,(j_C(z)\,\omega),$$

où les symboles j désignent les isomorphismes canoniques

$$j_M(z) : M_x(E) \to M_x,\ j_C(z) : C_x(E) \to C_x,\ \ldots$$

associés à $z \in E_x$.

La plupart des propriétés classiques des connexions résultent alors des formules (1) et (2). En particulier, il existe une application $\Omega : C(E) \to L^2(E)$ telle que $\Omega(C(m)\,\omega) = \mathrm{Adj}(m)\,\Omega(\omega)\,(m \in M(E))$.

Définition 2. — On appellera *faisceau des courbures* de $\mathcal{E}$, l'image de C(E) par Ω.

Définition 3. — On appellera *faisceau des connexions réduites* (resp. *faisceau des courbures réduites*) le quotient de C(E) [resp. de $\Omega(C(E))$] par M(E). Il est clair que ces faisceaux sont indépendants de $\mathcal{E}$.

3. $\mathfrak{M}(\mathcal{E})$ [resp. M(E)] est un espace fibré à fibre-groupe (resp. faisceau de groupes) qui opère à gauche sur $\mathcal{E}$ (resp. sur E) et dont les transformations commutent avec celles de G (resp. M).

Proposition 2. — *Il existe un isomorphisme canonique k de* $\mathcal{L}^0(\mathcal{E})$ *sur l'espace fibré des algèbres de Lie des fibres de* $\mathfrak{M}(\mathcal{E})$.

Si $j_{\mathfrak{M}}(y) = i_{\mathfrak{M}}^{-1}(y)$ [resp. $j_{\mathcal{L}}(y)$] est l'isomorphisme $\mathfrak{M}_x(\mathcal{E}) \to G$ [resp. $\mathcal{L}_x^0(\mathcal{E}) \to \underline{G}$]

canoniquement associé à $y \in \mathcal{E}_x$, on a $k = di_{\mathfrak{M}}(y) \circ j_{\mathcal{L}}(y)$. $\mathfrak{M}_x(\mathcal{E})$ étant simplement transitif sur $\mathcal{E}_x$, tout élément X de l'algèbre de Lie de $\mathfrak{M}_x(\mathcal{E})$ détermine un champ de vecteurs verticaux X_y, tangents à $\mathcal{E}_x$. De même $Y \in \underline{G}$ détermine Y_y.

PROPOSITION 3. — *On a* $(k(l))_y = (j_{\mathcal{L}}(y)(l))_y (l \in \mathcal{L}^0_x(\mathcal{E})$ *et* $y \in \mathcal{E}_x)$.

Étant donnée une connexion ω, à tout lacet en x, différentiable par morceaux, est associée une transformation et une seule de $\mathfrak{M}_x(\mathcal{E})$. Le sous-groupe $\mathcal{T}_x(\omega) \subset \mathfrak{M}_x(\mathcal{E})$ constitué par ces transformations est le *groupe d'holonomie en* x. La réunion des groupes d'holonomie est l'espace fibré d'holonomie $\mathcal{T}(\omega)$.

4. PROPOSITION 4. — *On a* $j_C(z)\omega = j_C(m.z)(C(m)\omega)(m \in M_x(E), \omega \in C_x(E)$, $z \in E_x$ *et* $m.z =$ *transformé de* z *par* m).

D'où l'on déduit, en notant $\mu.y$ le transformé de $y \in \mathcal{E}_x$ par $\mu \in M_x(\mathcal{E})$:

PROPOSITION 5. — *Étant données une section globale* $\underline{m}$ *de* M(E), $\overline{m}$ *la section correspondante de* $\mathfrak{M}(\mathcal{E})$ *et* ω *une section globale de* C(E), *si* λ *est un chemin horizontal pour la connexion* ω, $\overline{m}.\lambda$ *est horizontal pour la connexion* $C(\underline{m})\omega$ [1].

Il résulte alors du fait que G et $\mathfrak{M}_x(\mathcal{E})$ commutent sur $\mathcal{E}_x$ que :

PROPOSITION 6. — *L'automorphisme intérieur* Int $(\underline{m})$ *détermine un isomorphisme de* $\mathcal{T}(\omega)$ *sur* $\mathcal{T}(C(\underline{m})\omega)$.

Définition 4. — On appellera *faisceau d'invariance* $Q(\omega)$ d'une connexion ω, le sous-faisceau de M(E) constitué par les éléments $m \in M(E)$ tels que $C(m)\omega = \omega$ et *groupe d'invariance* $I(\omega)$, le groupe des sections globales de $Q(\omega)$.

On voit comme conséquence de la proposition 6 que si $\underline{q}$ est une section globale de $Q(\omega)$ et $\bar{q}$ la section correspondante de $\mathfrak{M}(\mathcal{E})$, Int $(\bar{q}(x))$ laisse invariant tous les éléments de $\mathcal{T}_x(\omega)$. D'où :

PROPOSITION 7. — $I(\omega)$ *est nécessairement constitué de sections globales de* $\mathcal{S}(\omega)$, *sous-espace de* $\mathfrak{M}(\mathcal{E})$ *tel que si* $s \in \mathcal{S}_x(\omega)$, $sts^{-1} = t$ *pour tout* $t \in \mathcal{T}_x(\omega)$.

Soit V une variété intégrale du champ d'holonomie. $P_V = j_{\mathfrak{M}}(y)\mathcal{T}_x(\omega)$ est un sous-groupe de G indépendant de $y \in V$ $(p(y) = x)$ et S_V désigne le centralisateur de P_V. $j_{\mathfrak{M}}(y)$ détermine un isomorphisme de $\mathcal{S}_x(\omega)$ sur S_V, indépendant de $y \in V$. Soit $j_V : \mathcal{S}(\omega) \to S_V \times \mathfrak{X}$ l'isomorphisme ainsi défini.

PROPOSITION 8. — *Si* $\underline{q}$ *est une section globale de* $Q(\omega)$, $j_V(\bar{q})$ *est une section de* $S_V \times \mathfrak{X}$ *du type* $x \to s \in S_V$, *indépendant de* x; *et réciproquement*.

Cette proposition se démontre en choisissant une section locale de V sur $U \subset \mathfrak{X}$ et en ramenant le problème à la recherche des solutions de l'équation $X(s^{-1}) + \mathrm{Adj}(s)\,\omega_U = \omega_U$ où ω_U est une forme différentielle sur U à valeurs dans l'algèbre de Lie de P_V et s une fonction de U dans S_V. Ce qui entraîne Adj $(s)\,\omega_U = \omega_U$, d'où $X(s^{-1}) = 0$ et $s =$ constante.

COROLLAIRE. — $I(\omega)$ *est isomorphe à* $\mathcal{S}_x(\omega)$ *et à* S_V.

PROPOSITION 9. — $Q_x(\omega)$ *est isomorphe (algébriquement) au centralisateur du groupe d'holonomie local en* x.

PROPOSITION 10. — *Le faisceau d'invariance d'une connexion est localement simple, sauf sur un sous-ensemble de $\mathfrak{X}$, sans point intérieur.*

(1) On peut remarquer que puisque les opérations de $\mathcal{M}(\mathcal{E})$ et de G commutent, un champ d'éléments transversaux aux fibres, invariant par les translations à droite est transformé par une section de $\mathcal{M}(\mathcal{E})$ en un champ également invariant par les translations à droite.

GÉOMÉTRIE INFINITÉSIMALE DIRECTE. — *Sur les figures des courbes planes sans paratingentes parallèles.* Note (*) de M. **OTTO HAUPT**, présentée par M. Georges Bouligand.

Comme suite aux considérations émises dans une Note précédente nous étudions les courbes planes dépourvues de paratingentes parallèles ces courbes étant prises en tant que figures.

1. A la fin (n° 5) d'une Note précédente (1) nous avons signalé une définition moins restrictive de la notion de $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles. Pour formuler cette définition sous forme concise, nous entendons par *arc simple partiel* de la courbe $\mathfrak{C}(J_0)$ tout support T d'un arc simple tel qu'il existe au moins un intervalle partiel J de J_0 pour lequel on a $C(J) = T$. Cela posé, la définition en question peut se formuler comme suit : (I) Deux $\mathfrak{C}$-paratingentes P', P'' de la courbe $\mathfrak{C}(J_0)$ coïncidant avec la même droite P et de positions de contact $\mathfrak{C}(t')$, $\mathfrak{C}(t'')$ différentes ($t' \neq t''$), mais de même support $c(t') = c(t'')$, seront définies comme identiques, si le support $c(t') = c(t'')$ appartient à un arc simple partiel de $\mathfrak{C}(J_0)$ [c'est-à-dire s'il existe des intervalles partiels J', J'' de J_0 tels que $t' \in J'$, $t'' \in J''$ et que $c(t') = c(t'')$ appartient au support T de l'arc simple partiel de la courbe déterminé par J' et J'', donc $T = C(J') = C(J'')$]. (II') Par contre, deux $\mathfrak{C}$-paratingentes de $\mathfrak{C}(J_0)$ coïncidant avec la même droite, dont les positions de contact ont des supports différents, seront tenues pour différentes, donc pour parallèles.

Selon la convention (I) une courbe $\mathfrak{C}(J_0)$, dont le support $\mathfrak{C}(J_0)$ est le support d'un arc simple sans paratingentes ordinaires parallèles, est toujours dépourvue de $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles. Selon la convention (II') une courbe $\mathfrak{C}(J_0)$ possède des $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles, s'il existe un intervalle contenu dans $\mathfrak{C}(J_0)$ qui est un arc simple partiel de $\mathfrak{C}(J_0)$. Par exemple une courbe dont le support est une étoile, possède toujours des $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles. En somme conformément aux conventions (I) et (II') les courbes dépourvues de $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles, sont identiques à celles dont les supports sont des arcs convexes sans paratingentes ordinaires parallèles et dépourvus d'intervalles. Ou, en d'autres termes, ces arcs convexes sont les seuls continus localement connexes K tels que toute courbe $\mathfrak{C}(J_0)$, dont le support est K, soit dépourvue de $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles.

2. Par une modification appropriée de la convention (II′) on obtient un plus grand nombre de courbes dépourvues de $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles. Il s'agit de la convention suivante : (II) Si un arc simple partiel de la courbe $\mathfrak{C}(J_0)$ est un intervalle S, seront considérées comme identiques toutes les $\mathfrak{C}$-paratingentes portant l'intervalle S et pour lesquelles le support de la position de contact correspondante est un point de S. Pour le reste la convention (II′) garde sa validité.

3. En vue de construire les courbes dépourvues de $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles, sur la base des conventions (I) et (II), nous recherchons la figure locale du support d'une telle courbe $\mathfrak{C}(J_0)$ c'est-à-dire la figure pour un voisinage $\mathfrak{C}(U)$ suffisamment petit d'une position arbitraire $\mathfrak{C}(t)$, désignant par U un voisinage de t en J_0. Mais le support $C(J_0)$ est l'union d'un nombre fini de $C(U)$. Par là nous trouvons une condition nécessaire pour qu'un continu soit support d'une ou plusieurs courbes sans $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles. Nous remarquons en passant que cette condition est même localement suffisante.

4. La condition d'un caractère local, signalée au n° 3, s'exprime comme suit : Si le support $C(J_0)$ n'est pas une étoile, $C(J_0)$ est l'union d'un nombre fini de figures (a) ou (b) ou (c). Ici nous nous désignons comme figure (a) un arc convexe (sans paratingentes ordinaires parallèles), comme figure (b) une « épine linéairement prolongée » et comme figure (c) l'union d'un arc K convexe de l'espèce (a) et d'un intervalle S tel qu'une des extrémités de S soit un point f de K et que la demi-droite de l'extrémité f portant S soit le complément d'une demi-tangente de l'arc K au point f. Il faut encore ajouter la définition de la notion « d'épine linéairement prolongée ». Une telle épine est l'union de deux arcs convexes A′, A″ et d'un intervalle S possédant les propriétés suivantes : (1′) Les A′, A″ S. ont en commun une extrémité, soit e. Du reste chacun des arcs A′, A″ peut être un intervalle. (2′) Les unions $B' = A' \cup S$ et $B'' = A'' \cup S$ sont des arcs convexes, une tout au plus étant un intervalle. (3′) Les arcs B′ et B″ sont situés dans différents demi-plans fermés et limités par la droite portant S, sauf le cas où un des arcs B′, B″ est un intervalle. (4′) Il n'y a pas de droites H passant par e et telles que $B' \cup B''$ soit situé dans un demi-plan fermé, limité par H.

En outre, on trouve des conditions nécessaires pour qu'une étoile localement connexe (à savoir d'ordre faible fini) soit support d'une courbe sans $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles.

5. Nous terminons par une allusion à la recherche qui fournit la condition nécessaire susdite (*cf.* n° 4.) en nous fondant toujours sur les conventions (I) et (II) (*cf.* n^{os} 1. et 2.). Tout d'abord on distingue ces deux cas : (A) il existe au moins une position $\mathfrak{C}(t_0)$ de $\mathfrak{C}(J_0)$ telle que toute droite passant par le support $c(t_0)$ de cette position est une $\mathfrak{C}$-paratingente possédant $\mathfrak{C}(t_0)$ comme position de contact, ou (B) il n'existe aucune position $\mathfrak{C}(t_0)$ de l'espèce (A). Nous laissons de côté le cas (A) parce que dans ce cas le support est une étoile.

Dans le cas (B), correspond à toute position $\mathfrak{C}(t)$ une droite au moins $G = G(t)$ et un voisinage $U = U(G)$ de t dans J_0 tel que l'intersection $C(U) \cap G'$ est un ensemble fini pour toutes les droites G' parallèles à G, y compris le cas $G = G'$. Par conséquent il existe un voisinage U' de t tel que $C(U')$ est un arc simple partiel de $\mathfrak{C}(J_0)$ dont l'intersection avec chaque droite G' contient un point au plus. En agrandissant U', l'arc $C(U')$ cesse d'être le support d'un arc simple seulement dans le cas où $C(U')$ s'élargit jusqu'à une des figures (a) ou (b) ou (c). On trouve de plus les continus localement connexes, qui sont supports exclusivement de courbes sans $\mathfrak{C}$-paratingentes parallèles.

(*) Séance du 2 janvier 1957.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 297.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur la mesure des hautes tensions périodiques par courant de capacité*. Note (*) de MM. **Jean Lagasse** et **Georges Giralt**, transmise par M. Charles Camichel.

Après avoir rappelé le principe de la détermination des valeurs de crête des hautes tensions périodiques à partir du redressement du courant traversant un condensateur étalon et de la mesure de ce courant redressé, les auteurs proposent une amélioration sensible du dispositif de mesure proprement dit grâce, en particulier, à l'emploi de semi-conducteurs.

Lorsqu'on applique une tension périodique aux bornes d'un condensateur, on obtient pour valeur moyenne des courants de même signe :

$$I_m = fC(U_{max} - U_{min})$$

à la seule réserve qu'il n'y ait que deux extrema par période. Dans cette expression, f représente la fréquence de la tension, dont U_{max} et U_{min} sont les valeurs maximum et minimum et C, la capacité du condensateur.

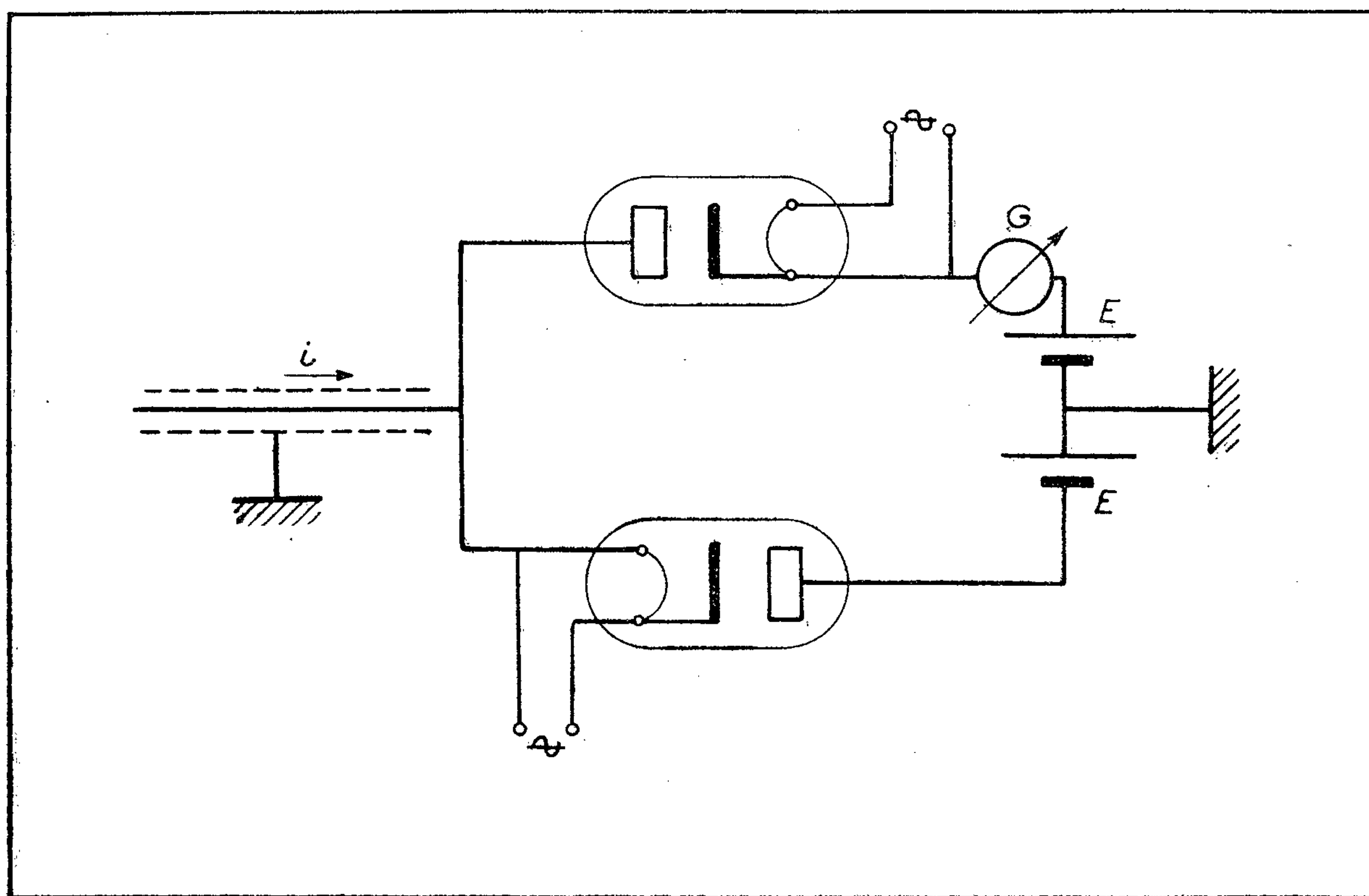
La mesure du courant I_m effectuée par l'intermédiaire du dispositif schématisé ci-dessous donne immédiatement la valeur de crête d'une tension alternative $U_c = I_m/2fC$.

Nous nous sommes attachés à accroître la précision de la mesure du courant de capacité redressé et à améliorer la commodité d'emploi de la méthode, en faisant porter plus particulièrement nos efforts sur le dispositif de redressement. En général, compte tenu du fait que, pour des raisons d'isolement, la capacité du condensateur à utiliser diminue lorsque la tension croît, le problème qui se pose consiste à redresser un courant dont les demi-ondes ont une valeur moyenne comprise entre 10 et 50 μA, opération très délicate si l'on se propose d'obtenir une grande précision.

Lorsque l'on utilise comme éléments redresseurs des diodes à vide, il existe

un courant de repos important i_0 dû à l'énergie propre des électrons émis par effet thermoionique. L'analyse mathématique du dispositif de redressement nous a montré qu'en vue d'obtenir la valeur de I_m avec une erreur inférieure à 1 %, il était nécessaire de travailler avec un courant I_m au moins égal à $7 i_0$.

Cette condition peut être remplie en sous-voltant les filaments de chauffage des diodes, par exemple en utilisant des batteries de polarité convenables, ce qui permet de diminuer i_0.



Or, étant donné que le passage de ce courant de repos i_0 est associé à l'apparition d'une force électromotrice e_0 aux bornes des diodes à vide, il est possible d'obtenir un redressement parfait du courant en insérant en série avec chacune des diodes, une f. é. m. E telle que $2E \geqq -2e_0$. Il devient dès lors possible d'assurer le chauffage des filaments en courant alternatif.

La quantité $E - e_0$ introduit une erreur fonction des caractéristiques du condensateur haute tension utilisé. Si $E - e_0$ est de l'ordre de grandeur de quelques dixièmes de volt, l'erreur relative, voisine de 10^{-4} est négligeable.

Sous l'angle de la précision, la solution ci-dessus est donc théoriquement parfaite, mais l'utilisation de semi-conducteurs convenablement choisis apporte, en outre, le perfectionnement dû à une commodité d'emploi bien supérieure.

Si les semi-conducteurs fer-silicium et cuivre-oxyde de cuivre ne sont pas, dans leur généralité, très utilisables en raison d'un courant inverse trop important, il existe par contre quelques types bien adaptés. C'est ainsi que certains éléments ont conduit à des erreurs de l'ordre de 2 à 3 $^0/_{00}$ pour $I_m = 10\ \mu A$ et

une température de l'ordre de 16° C. L'erreur cessait d'ailleurs d'être mesurable pour $I_m \cong 30$ μA.

Les diodes au germanium que nous avons reconnues les plus propres à nos mesures, présentent des courants inverses de l'ordre de 0,5 μA pour une tension de — 1 V et une température de 20° C; elles permettent d'excellentes mesures dès que le courant moyen I_m atteint une intensité de 50 μA. Pour des valeurs inférieures, il est possible d'utiliser les particularités des caractéristiques inverse et directe pour mettre en place des circuits correcteurs très simples suffisamment indépendants de la température ambiante pour être fidèles.

Mais ce sont, en définitive, les diodes au silicium qui fournissent la meilleure solution à notre problème.

Certains types de ces diodes ont des caractéristiques inverse et directe qui ne « s'amorcent » que pour des tensions supérieures en module à certaines valeurs $(V_i)_0$ et $(V_d)_0$ telles, par exemple que $(V_i)_0 = -20$ V et $(V_d)_0 = 0,3$ V.

Pour des tensions comprises entre ces valeurs le courant est nul à moins de 10^{-9} A près et comme de plus $(V_i)_0$ est considérablement plus élevé en valeur absolue que $(V_d)_0$ il en résulte que l'onde de courant est redressée sans erreur mesurable.

$(V_d)_0$ joue ici le même rôle que le terme $E - e_0$ que nous avons rencontré dans le cas de l'utilisation des diodes à vide et introduit de la même façon une erreur fonction des caractéristiques du condensateur. Mais, étant donné que la tension $(V_d)_0$ est voisine de 0,3 V, cette erreur est absolument négligeable.

Notons en outre que ces propriétés extrêmement intéressantes sont encore les mêmes à des températures ambiantes élevées; nous avons pu vérifier qu'elles se conservaient encore à 48° C.

Il ressort donc de notre étude que deux dispositifs sont particulièrement aptes au redressement des faibles courants de capacité qui apparaissent dans la mesure des valeurs de crête des hautes tensions :

— D'une part le dispositif utilisant des diodes à vide; le chauffage de ces tubes étant assuré en courant alternatif, avec forces électromotrices de compensation.

— D'autre part, le dispositif utilisant des diodes au silicium.

Les deux solutions présentent le même caractère de grande précision, mais il est incontestable que la seconde l'emporte de loin grâce à la commodité d'emploi qu'elle permet. Dans ce dernier cas, en effet, le dispositif de mesure se réduit à une sonde de très petite dimension contenant les deux diodes, branchées à l'extrémité d'un câble coaxial qui la relie au condensateur haute tension.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Courbes d'excitation des réactions* $^{18}O(p,n)^{18}F$ *et* $^{18}O(p, \alpha)^{15}N$ *pour des protons de* 2,6 *à* 4,3 MeV. Note (*) de M^lle **Dolly Szteinsznaider**, M^me **Monique Roclawski-Conjeaud** et M. **Victor Naggiar**, présentée par M. Francis Perrin.

La désintégration dans la voie α du niveau excité de ^{19}F à 11,5 MeV ne nous autorise pas à attribuer le spin isotopique $T = 3/2$ à ce niveau et expliquer ainsi le mode particulier de désintégration dans la voie neutron.

A partir d'expériences précédentes ([1]) sur la réaction $^{18}O(p, n)^{18}F^{*}$, nous avons déterminé les deux premiers niveaux du ^{18}F à 950 ± 15 keV et 1050 ± 20 keV. L'observation de l'effet Doppler sur le γ de 1050 keV laisse supposer que le deuxième niveau correspond à l'état fondamental de $^{18}O(J = 0, T = 1)$.

Parmi les niveaux du composé ^{19}F, celui de 11,5 MeV d'excitation ($E_p = 3,8$ MeV) ne se désintègre par neutrons que dans la voie neutron $+ ^{18}F^{*}$ — deuxième état excité — ($J = 0, T = 1$). L'interdiction de la voie neutron $+ ^{18}F$ — état fondamental — ($J = 1, T = 0$) ne peut pas s'expliquer par la conservation du spin. Nous avons supposé qu'elle provenait de la conservation du spin isotopique : le niveau du ^{19}F serait $T = 3/2$. Par suite la voie $\alpha + ^{15}N (T = 1/2)$ serait interdite.

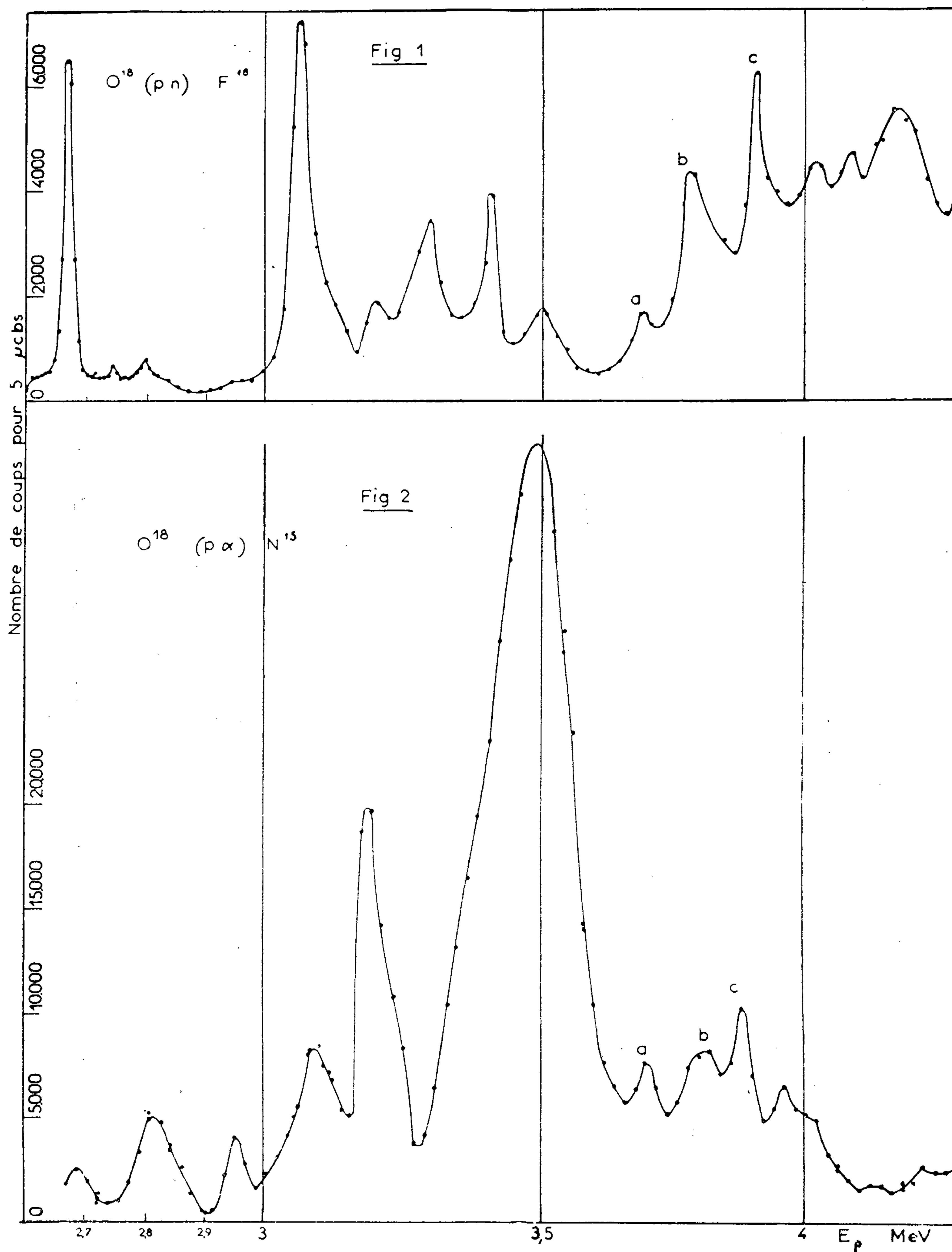
Pour vérifier cette hypothèse, nous avons comparé les réactions $^{18}O(p, n)$ et $^{18}O(p, \alpha)$. La cible de glace est obtenue par condensation de vapeur d'eau (enrichie à 33 % en ^{18}O) ([2]) sur une feuille de 1 μ d'aluminium refroidie à l'azote liquide.

Les α sont détectés par un compteur proportionnel rempli d'un mélange argon $+ CO_2$ tel que les α dépensent toute leur énergie dans le compteur alors que les protons diffusés ne perdent qu'une fraction de leur énergie. Un temps de montée rapide des impulsions, de l'ordre de 10^{-6} s, a été recherché pour réduire les empilements provenant des protons diffusés. A chaque énergie nous distinguons nettement la raie α dans le spectre des impulsions obtenu avec un sélecteur à 10 canaux.

Les neutrons sont détectés par un compteur proportionnel à BF_3 (enrichi à 90 % de ^{10}B) entouré d'un cylindre de paraffine de 1 cm d'épaisseur et 10 cm de long. Les compteurs α et neutron sont disposés à 90° du faisceau de protons. Les figures 1 et 2 présentent les courbes d'excitation en α et en neutrons entre 2,6 et 4,3 MeV d'énergie de protons :

1° au-delà du seuil correspondant au premier état excité du $^{18}F^{*}$ soit $E_p = 3,6$ MeV, les deux courbes présentent les mêmes résonances *a*, *b*, *c*. La résonance *b* correspond au niveau de 11,5 MeV de ^{19}F cité plus haut. Pour

cette résonance, l'émission alpha présente une intensité du même ordre que celle de deux résonances voisines *a* et *c*.



Ce résultat ne nous autorise pas à expliquer le mode particulier de la

désintégration du niveau de 11,5 MeV dans la voie neutron par des considérations de spin isotopique;

2° entre 2,6 et 3,5 MeV, nos résultats concordent avec ceux de H. A. Hill et J. M. Blair (3). Il est probable, comme le signalent ces auteurs, que de fortes anisotropies de distribution angulaire des alpha pourraient expliquer des particularités de ces courbes.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) V. Naggiar, M. Roclawski-Conjeaud, D. Szteinsznaider et J. Thirion, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1443; *J. Phys. Rad.*, **17**, 1956, p. 561; *Physica*, **22**, 1956, n° **11**, (Conférence d'Amsterdam sur les réactions nucléaires, juillet 1956).

(2) Envoyée par M. Dostrowsky du Weizmann Institute of Science, Rehovoth, Israël.

(3) *Phys. Rev.*, **104**, 1956, p. 198.

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *Sur l'interaction des mésons* K *négatifs au repos avec deux nucléons.* Note de M. **André Berthelot**, M^mes **Odette Goussu**, **Françoise Lévy** et M. **Livio Scarsi**, présentée par M. Francis Perrin.

On a observé deux interactions de mésons K négatifs au repos qui nécessitent l'intervention simultanée de deux nucléons, et un certain nombre d'autres dans lesquelles cette intervention paraît extrêmement probable.

On sait que l'interaction des mésons K négatifs avec les noyaux se produit de façon très prépondérante selon la réaction

$$K^- + \mathcal{N} \rightarrow Y + \pi. \qquad (1)$$

Toutefois, la question s'est posée de savoir si la réaction

$$K^- + \mathcal{N} + \mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N} + Y \qquad (2)$$

pouvait avoir lieu dans une certaine fraction des interactions observées.

A la Conférence de Rochester de 1956, S. Goldhaber (1) a fait remarquer que la réaction (1) se produisant avec un nucléon appartenant à un noyau pouvait au maximum, compte tenu de l'énergie de Fermi, produire un hypéron d'une soixantaine de mégaélectrons-volts. L'observation par différents expérimentateurs de quatre hypérons entre 60 et 90 MeV semblait une indication en faveur de l'existence de la réaction (2).

Au cours de l'étude, dans des plaques irradiées à Berkeley, de l'interaction au repos des mésons K négatifs avec les noyaux des matériaux constitutifs de l'émulsion, nous avons observé un certain nombre d'événements qui confirment l'existence de ce type de réaction (tableau).

1° K_{131}. — L'interaction donne naissance à un hypéron Σ^+ qui se décompose en vol et dont on peut observer la cascade (Σ, π, μ, e) ce qui identifie le signe sans ambiguïté. La décomposition du Σ se fait en vol avec émission du π

vers l'arrière dans le système du centre de masse. Ceci facilite la mesure de l'énergie du π qui, compte tenu de l'angle d'émission, donne celle du Σ. L'énergie du Σ au moment de l'émission est trouvée égale à (155 ± 3) MeV (sur la base de $\Sigma^+ \to \pi^+ + n + 110,5$ MeV). L'énergie cinétique du Σ est telle qu'elle ne laisse pas assez d'énergie disponible pour créer la masse d'un π. Il est donc impossible que ce Σ ait pris naissance dans une réaction du type (1).

Événement.	Nombre de particules chargées de l'étoile.	Nature des particules.	Parcours observé (mm).	Énergie cinétique (MeV) (*).
K^-_{131}.....	2	a. $p - d - t - \alpha$	0,145	4,45 ± 0,1
		b. $\Sigma^+ \to \pi^+ \to \mu^+ \to e^+$	Désintégration en vol après 3,58 mm	155 ± 3
K^-_{24}......	2 + recul	a. p	18,53	74,5 ± 1
		b. $\Sigma^\pm \to \pi^\pm$	Désintégration en vol après 1,43 mm (secondaire non suivi jusqu'au bout)	126 ± 15
K^-_{71}......	2 + électron lent	a. p	33,75	105 ± 1
		b. Σ^-	Disparition en vol après 10,8 mm	100 — 130
K^-_{65}......	3	a. $p - d - t - \alpha$	0,13	4,2 ± 0,05
		b. p	5,22	36 ± 0,5
		c. $\Sigma^- \to \pi^-$ (secondaire, disparaît en vol)	Désintégration en vol après 12,16 mm	76 ± 4
K^-_{34}......	3 + électron lent	a. p	17,65	72,5 ± 1
		b. $p - d - t - \alpha$	0,20	5,5 ± 0,2
		c. $p - d - t - \alpha$	0,05	2,4 ± 0,01
K^-_{76}......	2	a. p	44,46	122 ± 2
		b. $p - d - t - \alpha$	0,45	8,8 ± 0,05
K^-_{92}......	3	a. p	21,0	80 ± 0,9
		b. $p - d - t - \alpha$	0,29	6,8 ± 0,1
		c. $p - d - t$	0,56	10 ± 0,1
K^-_{102}.....	1 + électron lent	a. p	33,54	105 ± 0,8
K^-_{107}.....	3 + électron lent	a. p	24,74	88 ± 0,9
		b. $p - d - t - \alpha$	0,27	6,5 ± 0,02
		c. $p - d - t$	1,25	15,9 ± 0,5

(*) Dans le cas des particules identifiées comme p, d, t, α, l'énergie indiquée correspond au proton.

Dans ces conditions, il est nécessaire de faire appel à une réaction du type (2) mettant en cause deux protons :

(3) $$K^- + p + p \rightarrow \Sigma^+ + n.$$

L'énergie cinétique du neutron émis serait d'environ 60 MeV. Le proton associé est une particule évaporée par le noyau laissé dans un état excité.

2° K_{24}. — Le signe du Σ n'est pas déterminé, mais quel qu'il soit, l'énergie cinétique du Σ seul suffit à interdire la création simultanée d'un π. L'apparition avec le Σ d'un proton de grande énergie indique qu'il s'agit de la réaction

(4) $$K^- + p + n \rightarrow \Sigma^- + p.$$

K_{71}. — Le signe du Σ est présumé négatif du fait que la particule disparaît en vol après 10,8 mm. Son énergie est déterminée par ionisation et les conditions géométriques ne permettent pas une bonne précision. Néanmoins, la probabilité est élevée pour que cette énergie soit à elle seule suffisante pour interdire la création simultanée d'un π. La présence d'un proton de grande énergie conduit à expliquer cette interaction par (4).

3° K_{65}. — Cet événement est moins décisif que les deux précédents, mais ses caractéristiques en sont voisines et nous pensons qu'il est du même genre.

4° En dehors des réactions (3) et (4), on peut envisager la possibilité de mettre en évidence la réaction

(5) $$K^- + p + p \rightarrow \Sigma^0 (\text{ou } \Lambda^0) + p,$$

réaction qui doit se manifester par l'apparition d'un proton rapide éventuellement accompagné de traces d'évaporation.

Les interactions K_{34}, K_{76}, K_{92}, K_{102}, K_{107} sont de ce type. On pourrait penser que ce sont des interactions du type de la réaction (1) avec émission d'un hypéron neutre et dans lequel un π est réabsorbé par le noyau, l'émission du proton rapide étant consécutive à cette réabsorption. Les arguments suivants nous semblent aller à l'encontre de cette hypothèse :

a. Il n'y a pas de raison *a priori* pour que la réabsorption d'un π donnant lieu à l'émission d'un proton rapide n'accompagne que les hypérons neutres. Or, dans aucun de ces cas, on n'aperçoit d'hypérons chargés associés aux protons rapides, en dehors de ceux déjà mentionnés dont on sait, pour des raisons énergétiques, qu'ils ne peuvent être accompagnés de π.

b. Sur un total de neuf interactions attribuées au type (1) donnant lieu à l'émission d'hypérons observables, sans que le π associé soit lui-même observable, nous n'avons relevé aucun cas d'émission simultanée de protons de haute énergie. Il nous semble donc hautement improbable que les cinq protons rapides précédents puissent tous être dus à la réabsorption du π associé à la création d'un hypéron neutre.

En conclusion, nous pensons donc que l'existence des réactions (3) et (4)

est établie avec certitude et que des indications sérieuses existent en faveur de la réaction (5).

Les interactions signalées ici ont été relevées sur un total de 90 interactions au repos étudiées parmi 120 observées.

(1) *Proceedings of the 6 th Rochester Conference*, 1956, VI-1.

RAYONS COSMIQUES. — *Composante électrophotonique du rayonnement cosmique aux grandes profondeurs.* Note (*) de M. **Louis Avan** et de Mme **Madeleine Avan**, présentée par M. Louis Leprince-Ringuet.

Les interactions des mésons μ relativistes aux grandes profondeurs donnent lieu à la génération d'une composante électrophotonique à partir de trois processus fondamentaux — création d'électrons de collision, émission de photons du rayonnement de freinage, création directe de paires — et de leurs développements en cascades.

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé comporte des émulsions nucléaires Ilford G_5 coulées dans les mines de fer de May-sur-Orne, exposées pendant quatre mois sous une protection de 15 cm de plomb à trois profondeurs différentes :

$h_1 = -$ 300 m d'eau (plaques horizontales)

$h_2 = -$ 580 m d'eau (plaques horizontales et plaques verticales)

$h_3 = -$ 1280 m d'eau (plaques horizontales), et développées au niveau h_3.

1. *Composante électronique.* — Nous avons déterminé le spectre expérimental d'énergie et la loi de fréquence des électrons relativistes dont l'énergie W est comprise entre 30 et 150 MeV. L'exploration des émulsions a été réalisée par deux observateurs différents.

La nécessité de séparer les électrons relativistes des mésons μ de la fin du spectre par des mesures de diffusion coulombienne multiple et d'ionisation impose le choix d'une longueur de trace minimum, soit $l \sim 1400\ \mu$ (l'angle i d'inclinaison des trajectoires par rapport au plan des émulsions est inférieur à 20°). Cette condition limite nos mesures, pour les niveaux h_1 et h_3, à des électrons dont l'angle zénithal est supérieur à 70°. Au niveau h_2, la géométrie utilisée nous a permis l'étude des lois de variation de la composante électronique avec l'angle au zénith.

Dans l'estimation statistique de l'exposant x du spectre intégral

$$\{N(>W) \sim W^{-x}\}$$

nous avons tenu compte des perturbations systématiques dues à la méthode de mesure d'énergie par diffusion (erreur statistique sur W égale ou supérieure à 20 %).

Pour tout domaine d'angle zénithal et pour chaque profondeur, nos mesures ont porté sur environ 200 électrons d'énergie comprise entre 30 et 150 MeV.

Nous avons calculé l'exposant x théorique en considérant uniquement, comme processus initial, la création d'électrons de collision par les mésons μ (section efficace différentielle de Bhabha, Massey, Corben [1], établie pour une particule de spin 1/2 et de moment magnétique normal), et en utilisant la longueur de trace électronique donnée par Rossi et Greisen dans le cas de l'approximation A [2], ce qui justifie le choix d'un seuil relativement élevé : 30 MeV. Nous avons intégré sur le spectre des mésons μ à partir des données expérimentales indiquées dans une Note précédente [3].

Le tableau suivant résume l'ensemble de nos données expérimentales. Il fait apparaître :

1° Le durcissement du spectre et l'augmentation du pourcentage d'électrons (N_e/N_μ) avec la profondeur, pour un même domaine d'angle zénithal.

2° Une atténuation du spectre et une augmentation du pourcentage d'électrons avec l'angle zénithal, pour une même profondeur (niveau h_2).

3° le rapport N_e/N_μ indiqué au-dessus de 150 MeV est une limite supérieure déduite du flux d'électrons mesurés entre 30 et 150 MeV de leur spectre intégral.

Bande d'énergie (MeV).	Spectre intégral: $x_{expér}$ $\theta < 30°$.	$30 < \theta < 70$.	$\theta > 70$.	$x_{théor}$.	$\frac{N_e}{N_\mu}$ (%) expérimental $\theta < 30°$.	$30 < \theta < 70$.	$70 > \theta$.	théorique.	Loi de distribution ($I_v \cos^n \theta$) (n).	Intensité verticale (I_v/cm²/s /stér. 10^6).
30–150	–	–	1,64 ± 0,11	–	–	–	12 ± 0,8	4,9	–	–
>150	–	–	–	–	–	–	0,9 $\left\{\begin{matrix}+0,3\\-0,2\end{matrix}\right\}$	–	–	–
30–150	1,19 ± 0,08	1,34 ± 0,09	1,53 ± 0,09	1,21	8,4 ± 0,6	11,5 ± 0,9	19,2 ± 1,4	6,2	1,35 ± 0,13	0,52 ± 0,03
>150	–	–	–	–	1,4 ± 0,2	1,5 ± 0,3	1,8 $\left\{\begin{matrix}+0,4\\-0,3\end{matrix}\right\}$	–	–	–
30–150	–	–	1,37 ± 0,16	–	–	–	23,7 ± 2,8	8,0	–	–
>150	–	–	–	–	–	–	3,0 $\left\{\begin{matrix}+1,0\\-0,7\end{matrix}\right\}$	–	–	–

Du point de vue de la comparaison avec la valeur $x_{théor}$ dont la détermination ne tient pas compte du développement latéral des cascades, la valeur expérimentale définie pour $\theta < 30°$ au niveau h_2 est la plus significative.

2. *Composante photonique*. — Le spectre différentiel d'énergie des photons $q(k)\,dk$ est lié à la fonction de distribution d'énergie $s(k)$ des paires d'électrons observées dans les émulsions par la section efficace de matérialisa-

tion $\sigma(k)$ de Bethe et Heitler. Soit

$$q(k)\,dk \sim \frac{s(k)}{\sigma(k)}\,dk \quad (^4).$$

L'intensité intégrale des photons en résulte :

$$Q_{k_0}^{\infty} = C \int_{k_0}^{\infty} \frac{s(k)}{\sigma(k)}\,dk,$$

C, constante de normalisation.

Composante photonique.

	Surface explorée (cm^2).	Bande d'énergie.	Nombre de paires.	Nombre de photons par dm^2.	$\frac{N_\gamma}{N_\mu}$ (%).	Intensité intégrale ($Q.cm^{-2}$ $s^{-1}.10^6$	Spectre intégral ($x_{\text{expér}}$).	Loi de distribution en $I_v \cos^n\theta$ (n).	Intensité verticale ($I_v/cm^2/s$ /stér. 10^6).
h_1	120 H	20-∞	67	6 900 ± 800	9,8 ± 1,2	6,5 ± 0,8	–	–	3,64 ± 0,45
		30-∞	48	4 350 ± 600	6,2 ± 0,9	4,1 ± 0,6	1,27 ± 0,18	1,52 ± 0,43	2,30 ± 0,34
		50-∞	29	2 310 ± 400	3,3 ± 0,6	2,2 ± 0,4	–	–	1,23 ± 0,22
		150-∞	8	530 ± 190	0,8 ± 0,3	0,5 ± 0,2	–	–	0,28 ± 0,10
						[$s^{-1}10.^7$).			
h_2	500 V	20-∞	37	870 ± 150	14,5 ± 2,4	8,0 ± 1,3	–	–	0,89 ± 0,14
		30-∞	27	600 ± 100	10,0 ± 1,9	5,6 ± 1,1	1,06 ± 0,20	1,72 ± 0,62	0,63 ± 0,10
		50-∞	16	320 ± 80	5,3 ± 1,3	3,0 ± 0,7	–	–	0,34 ± 0,08
		150-∞	5	95 ± 40	1,6 ± 0,7	–	–	–	0,10 ± 0,04
h_3	400 H	20-∞	9	280 ± 90	22 ± 8	2,6 ± 0,9	–	–	0,14 ± 0,05

Comme précédemment, nous avons estimé le spectre d'énergie des photons pour $k > 30$ MeV à l'exception du niveau h_3 où nous indiquons seulement un ordre de grandeur de l'intensité intégrale des photons au-dessus de 20 MeV. Les intensités sont déduites de paires statistiquement indépendantes. Nous n'avons observé au niveau h_2 qu'une seule gerbe, qui se développe sur cinq émulsions et comporte une quarantaine de paires, dont vingt d'énergie supérieure à 1 BeV.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) H. J. Bhabha, Massey et Corben, *Proc. Roy. Soc.*, A, **164**, 1938, p. 257; *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **35**, 1939, p. 84.

(2) B. Rossi et K. Greisen, *Rev. Mod. Phys.*, **13**, 1941, p. 240.

(3) L. et M. Avan, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1122.

(4) Bethe et Heitler, *Proc. Roy. Soc.*, A, **146**, 1934.

CINÉTIQUE CHIMIQUE. — *Vitesse et mécanisme de pyrolyse, en phase gazeuse, de quelques hydrocarbures saturés. Cas particulier du néopentane.* Note (*) de

MM. **Jean Engel, André Combe, Maurice Letort** et **Michel Niclause**, présentée par M. Paul Pascal.

La pyrolyse des propane, butane n, isobutane et néopentane est étudiée à l'abri de toute contamination par l'oxygène. Contrairement à l'opinion admise, l'ordre de ces réactions est nettement supérieur à 1. Pour le néopentane dont la pyrolyse est notablement plus simple que celle des autres gaz étudiés, l'ordre est 3/2 ; on propose le schéma cinétique de cette réaction.

A la suite de l'observation, faite sur l'acétaldéhyde ([1]) que des traces d'oxygène peuvent considérablement augmenter la vitesse de pyrolyse de vapeurs organiques, on a constaté qu'il en est ainsi pour les butane n ([2]), ([3]), isobutane, propane et néopentane ([3]). Ceci étant, il paraît nécessaire de reprendre la mesure des caractéristiques cinétiques de la pyrolyse de ces gaz, en s'attachant à éliminer toute intervention éventuelle de l'oxygène dans ces réactions.

La vitesse de réaction est déterminée à température constante (à $\pm$ 0,3° C près) par mesure de l'augmentation de pression du gaz enfermé dans un vase en pyrex de 500 cm³ dont le rapport surface/volume est 0,8 cm^{-1}. Les produits utilisés sont purs à 99 %, les impuretés étant constituées d'hydrocarbures saturés de masses moléculaires voisines de celle du gaz considéré. La preuve que nos résultats ne sont pas entachés par une action sensibilisatrice de l'oxygène est fournie de plusieurs façons. Comme pour l'acétaldéhyde ([1]), l'expérience montre que cette action se traduit par une déformation caractéristique, dans les premiers temps de la réaction, de la courbe de pyrolyse. L'allure des courbes obtenues constitue donc un critère de l'absence d'oxygène. D'autre part, les résultats restent les mêmes (toutes autres conditions égales par ailleurs) lorsque le gaz utilisé est soumis à un traitement dont le rôle serait de détruire d'éventuelles traces d'oxygène. Deux sortes de traitement ont été employées, soit la « prépyrolyse » ([4]), soit le passage à 300° C du gaz organique sur du sodium divisé.

Suivant la méthode préconisée par l'un de nous ([5]), l'ordre de la réaction n_0 a été déterminé graphiquement sur la droite $\log v_0 = n_0 \log p_0 + \text{const.}$, où v_0 est la vitesse initiale et p_0 la pression initiale (entre 80 et 450 mm/Hg). Cette détermination est valable à $\pm$ 0,1 près.

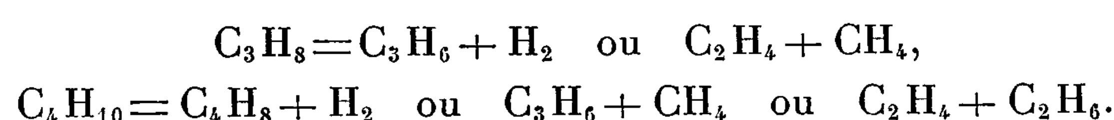
Le tableau rassemble les valeurs obtenues. Alors qu'on attribue généralement l'ordre 1 à la pyrolyse des hydrocarbures ([6]), en réalité l'ordre n_0 est toujours *nettement supérieur à l'unité*. Cette conclusion est recoupée par les valeurs de n_0 que nous avons recalculées, suivant notre méthode, à partir des résultats d'autres auteurs ([7]). L'ordre 3/2 pour le néopentane avait déjà été annoncé ([8]).

T° C.	Propane.	Butane *n*.
585	1,3	–
562	1,3	–
527	1,3	–
550	–	1,4

T° C.	Propane.	Butane *n*.	Iso-butane.	Néo-pentane.
567	–	–	–	1,5
547	–	–	1,7	1,5
502	–	–	1,3	1,5
530 (*)	1,3	1,2	–	–

(*) D'après les résultats de Stubbs et Hinshelwood ([7]).

Indépendamment d'autres raisons qui ont été données (présence de radicaux libres, induction ou inhibition par des traces d'autres produits), la valeur fractionnaire de l'ordre est un argument puissant en faveur d'un mécanisme en chaînes par radicaux libres. Cependant la décomposition thermique du propane et des butanes donne naissance à des produits finals nombreux qui sont représentés, pour l'essentiel, dans les équations stœchiométriques suivantes :



$$C_3H_8 = C_3H_6 + H_2 \quad \text{ou} \quad C_2H_4 + CH_4,$$
$$C_4H_{10} = C_4H_8 + H_2 \quad \text{ou} \quad C_3H_6 + CH_4 \quad \text{ou} \quad C_2H_4 + C_2H_6.$$

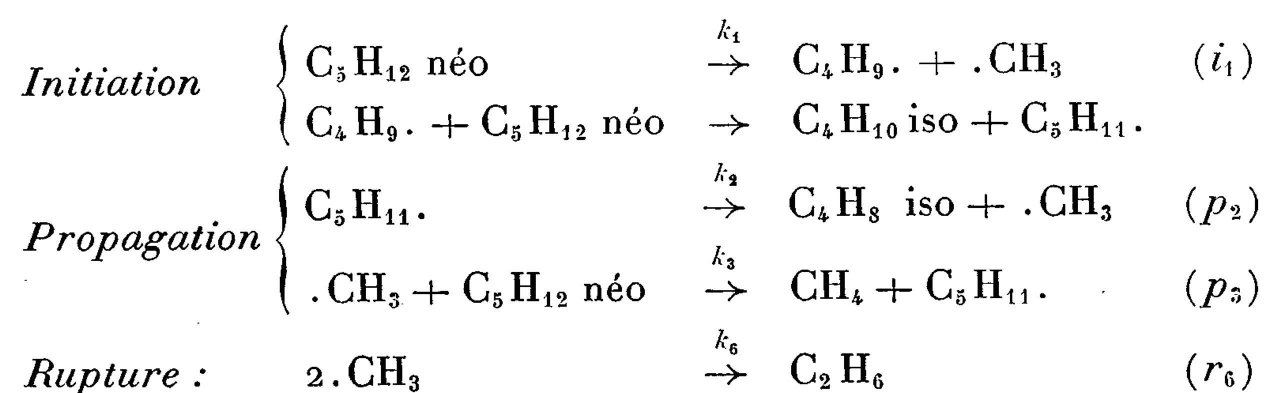
Ceci conduit à penser que plusieurs types de chaînes se propagent simultanément. Le nombre de processus de rupture de chaînes possibles *a priori* étant alors considérable, il semble vain, dans l'état actuel des choses, de chercher à proposer des schémas cinétiques détaillés.

Par contre, du fait sans doute de la haute symétrie de la molécule $C(CH_3)^4$, la pyrolyse du *néopentane* est beaucoup plus simple ; elle se laisse décrire essentiellement par une seule équation stœchiométrique ([9]) $C_5H_{12} = C_4H_8 + CH_4$. Il est remarquable que l'ordre n_0 de la réaction soit égal à 3/2 dans ce cas.

Entre 500 et 570° C, l'énergie d'activation d'Arrhénius est égale à $51,5 \pm 2$ kcal/mole ; celle-ci est de beaucoup inférieure à celle que nous avons mesurée dans les mêmes conditions pour l'éthane, le propane et l'isobutane (79, 71 et 71 kcal/mole respectivement). La vitesse initiale est représentée par l'expression (les concentrations étant exprimées en moles par centimètre cube et le temps en secondes) :

$$\text{(A)} \qquad v_0 = -\left[\frac{d(\text{néopentane})}{dt}\right]_0 = 1,5 \cdot 10^{13}\, e^{-\frac{51\,500}{1,986}}\, (\text{néopentane})_0^{\frac{3}{2}}.$$

Compte tenu de la discussion approfondie qui a été faite du mécanisme de pyrolyse du type $M = m_1 + m_2$ ([10]), discussion à laquelle l'un de nous a apporté récemment une dernière contribution ([11]), le mécanisme de pyrolyse serait le suivant :



$$\textit{Initiation} \begin{cases} C_5H_{12}\ \text{néo} \xrightarrow{k_1} C_4H_9. + .CH_3 & (i_1) \\ C_4H_9. + C_5H_{12}\ \text{néo} \rightarrow C_4H_{10}\ \text{iso} + C_5H_{11}. & \end{cases}$$

$$\textit{Propagation} \begin{cases} C_5H_{11}. \xrightarrow{k_2} C_4H_8\ \text{iso} + .CH_3 & (p_2) \\ .CH_3 + C_5H_{12}\ \text{néo} \xrightarrow{k_3} CH_4 + C_5H_{11}. & (p_3) \end{cases}$$

$$\textit{Rupture :} \quad 2.CH_3 \xrightarrow{k_6} C_2H_6 \qquad (r_6)$$

D'après la discussion citée ([11]), l'ordre 3/2 indique que la recombinaison r_6 est largement prépondérante par rapport aux autres processus de rupture $2\,C_5H_{11}.(r_4)$ et $C_5H_{11}.+.CH_3\,(r_5)$ qu'il y aurait lieu aussi de considérer, *a priori*.

Ce schéma permet de calculer pour la vitesse initiale :

(B) $$v_0 = k_3\left(\frac{k_1}{k_6}\right)^{\frac{1}{2}}(\text{néopentane})_0^{\frac{3}{2}}$$

L'énergie d'activation globale est donc égale à

(C) $$E = E_3 + \frac{1}{2}(E_1 - E_6) = 51,5 \pm 2\,k\,\text{cal/mole}.$$

Or, des travaux récents ([12]) montrent que l'on a par ailleurs

(D) $$E_3 - \frac{1}{2}E_6 = 10 \pm 0,5\,k\,\text{cal/mole}$$

et

(E) $$k_3 k_6^{-\frac{1}{2}} = 2,5.10^4\,e^{-\frac{10\,000}{1,986\,T}}\,\text{mole}^{-\frac{1}{2}}\,\text{cm}^{3\frac{1}{2}}\,\text{s}^{-\frac{1}{2}}.$$

Les relations (A), (B), (C, (D) et (E) permettent de calculer que l'énergie d'activation E_1 du processus monomoléculaire d'initiation i_1 (rupture d'une liaison C — C) est égale à 83 ± 5 kcal/mole et que son facteur de fréquence A_1 est de l'ordre de $10^{17}\,s^{-1}$; ce facteur est un nouvel exemple d'une valeur très supérieure à $10^{13} - 10^{14}\,s^{-1}$ qu'on attribue généralement à ce type de processus.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) M. LETORT, *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 1042; **200**, 1935, p. 312; *J. Chim. Phys.*, **34**, 1937, p. 428.

(2) F. O. RICE et O. L. POLLY, *Trans. Far. Soc.*, **35**, 1939, p. 850; Z. K. MAIZUS, V. G. MARKOVICH et M. B. NEIMAN, *Doklady Akad. Nauk. S. S. S. R.*, **66**, 1949, p. 1121; W. G. APPLEBY, W. H. AVERY, W. K. MEERBOTT et A. F. SARTOR, *J. Amer. Chem. Soc.*, **75**, 1953, p. 1809.

(3) J. ENGEL, *Thèse d'Ingénieur-Docteur*, Nancy, 1955; J. ENGEL, A. COMBE, M. LETORT et M. NICLAUSE (à paraître).

(4) M. NICLAUSE, P. GOLDFINGER et M. LETORT, *Comptes rendus*, **229**, 1949, p. 437.

(5) M. LETORT, *J. Chim. Phys.*, **34**, 1937, p. 206, 265 et 355.

(6) *Cf.* E. W. R. STEACIE, *Atomic and free radicals reactions*, 1954.

(7) F. J. STUBBS et C. N. HINSHELWOOD, *Proc. Roy. Soc.*, **201**, 1950, p. 18.

(8) T. J. GRAY et M. W. TRAVERS, *Trans. Far. Soc.*, **35**, 1939, p. 868.

(9) F. E. FREY et H. J. HEPP, *Ind. Eng. Chem.*, **445**, 1933; M. G. PEARD, F. J. STUBBS, C. N. HINSHELWOOD et C. J. DANBY, *Proc. Roy. Soc.*, A **214**, 1952, p. 330.

(10) P. GOLDFINGER, M. LETORT et M. NICLAUSE, *Volume commémoratif Victor Henri*, 1947-1948, p. 283.

(11) M. NICLAUSE, *Thèse*, Nancy, 1953; *Rev. Inst. Fr. Pétrole*, **9**, 1954, p. 327, 419.

(12) A. F. TROTMAN-DICKENSON, J. R. BIRCHARD et E. W. R. STEACIE, *J. Chem. Phys.*, **19**, 1951, p. 163; R. E. REBBERT et E. W. R. STEACIE, *J. Chem. Phys.*, **21**, 1953, p. 1723.

PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur la viscosité non newtonienne des solutions de macromolécules en chaînes.* Note (*) de M. **Roger Cerf**, transmise par M. Gabriel Foëx.

On sait que dans certains liquides, dits non newtoniens, les tensions ne sont pas proportionnelles aux vitesses de déformation. On appelle encore viscosité le rapport de la tension à la vitesse de déformation en chaque point du liquide, mais la viscosité est alors une fonction du gradient de vitesse local. Ce comportement est de règle pour les solutions de grosses molécules, et l'objet de cette Note est d'exposer les résultats que nous avons obtenus en appliquant à l'étude de ce phénomène notre théorie des propriétés hydrodynamiques des solutions de macromolécules en chaînes ([1]), ([2]). On supposera que les solutions sont très diluées et l'on considérera un écoulement à gradient de vitesse constant G.

Comme dans le cas de la biréfringence d'écoulement, les problèmes essentiels se trouvent résolus par l'examen des deux cas extrêmes suivants :

1. *La viscosité interne de la macromolécule est grande devant la viscosité du solvant.* — Les macromolécules ne sont pas déformées par l'écoulement et subissent un effet d'orientation analogue à celui que l'on connaît pour les particules rigides. Nous avons obtenu l'expression suivante du rapport des viscosités intrinsèques à gradient G et à gradient zéro :

$$\frac{[\eta]}{[\eta]_0} = 1 - c_1\left(\frac{M[\eta]_0\eta_0}{RT}\right)^2 G^2 + c_2\left(\frac{M[\eta]_0\eta_0}{RT}\right)^4 G^4 - \ldots, \tag{1}$$

M est la masse moléculaire, η_0 la viscosité du solvant, R la constante des gaz parfaits et T la température absolue. La loi de formation des termes non écrits est évidente. La valeur des coefficients numériques positifs c dépend de l'intensité des interactions hydrodynamiques entre les éléments de la chaîne; si l'on exclut le cas des petites masses moléculaires, ce que l'on fera par la suite, on peut considérer que les coefficients c possèdent la valeur limite correspondant aux fortes interactions hydrodynamiques.

L'équation (1) est analogue, aux coefficients numériques près, à celles que l'on connaît pour les solutions de particules rigides [W. Kuhn et H. Kuhn ([3])]. Elle représente une courbe universelle si l'on porte $[\eta]/[\eta]_0$ en fonction de $M[\eta]_0\eta_0 G$. On considérera ci-dessous une série d'expériences effectuées toutes dans le même solvant; η_0 est alors une constante que l'on peut faire entrer dans les coefficients numériques.

2. *La viscosité interne de la particule est petite devant la viscosité du solvant.* — Les macromolécules sont flexibles et se déforment dans l'écoulement. Nous

avons obtenu dans ce cas :

$$(2) \qquad \frac{[\eta]}{[\eta]_0} = 1 - \frac{\mathcal{f} L^2}{kT}\left[b_1 \frac{M[\eta]_0 \eta_0}{RT} G^2 - b_2 \left(\frac{M[\eta]_0 \eta_0}{RT}\right)^3 G^4 + \ldots\right]$$

avec les mêmes remarques que ci-dessus pour les termes non écrits et pour les coefficients numériques du développement. $\mathcal{f}$ est le coefficient de viscosité

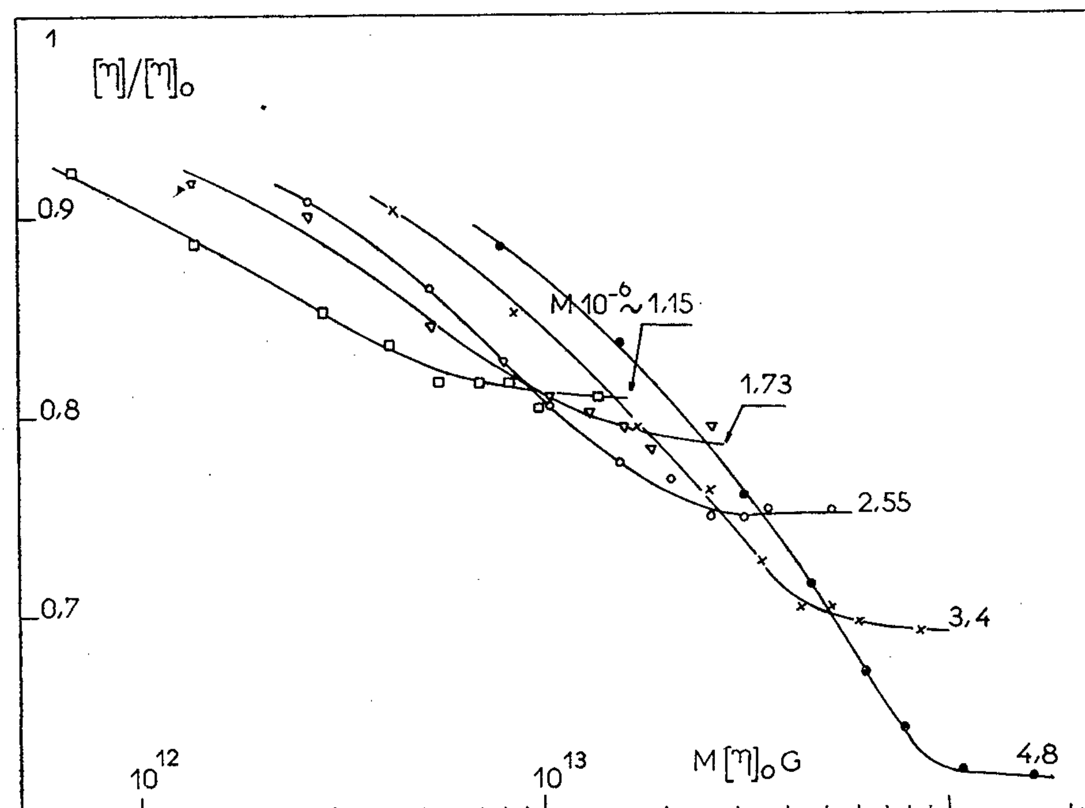


Fig. 1.

interne que nous avons défini en ([2]); il est indépendant de la masse moléculaire. L^2 est le carré moyen de la distance entre les extrémités de la chaîne; il est ici proportionnel à M.

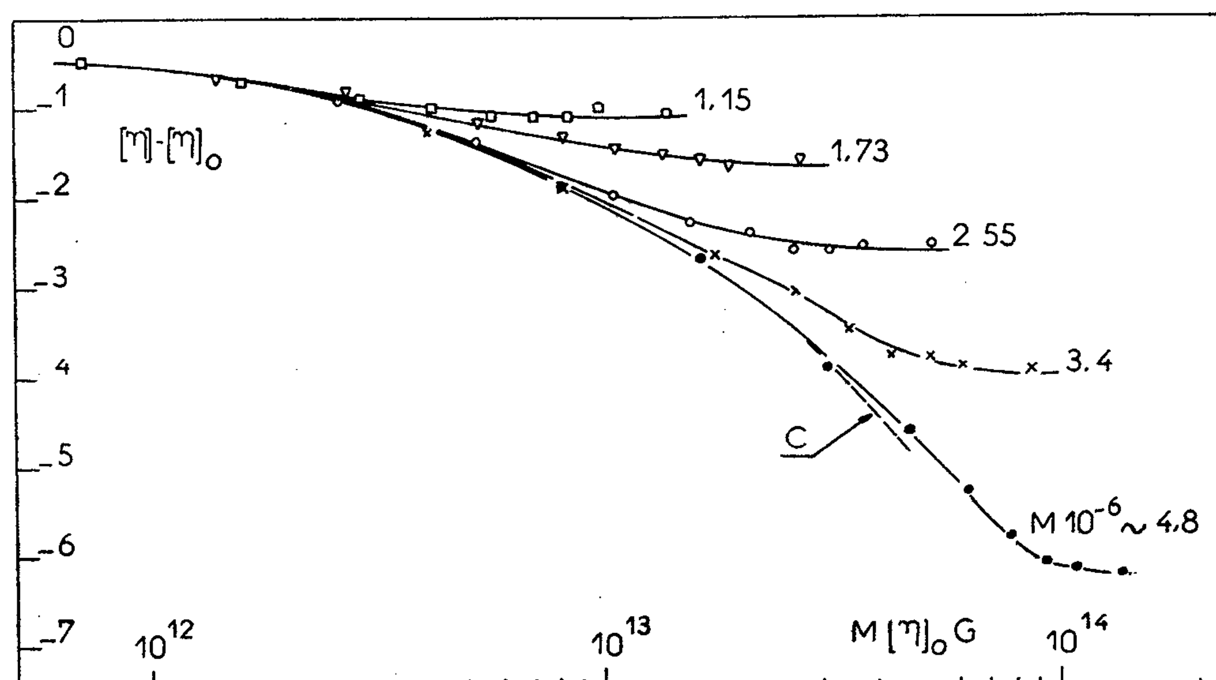


Fig. 2.

La viscosité intrinsèque à gradient nul $[\eta]_0$ étant une fonction de M, la variation de $[\eta]/[\eta]_0$ avec M, telle qu'elle résulte de l'équation (2), n'est pas la même que dans le cas 1. Mais en multipliant les deux membres de (2)

par $[\eta]_0$, et en formant la quantité $[\eta] - [\eta]_0$, on obtient « à nouveau un » développement qui ne contient que les puissances paires de $M[\eta]_0\eta_0 G$. Pour une série de polymères homologues, à température fixe, et pour un solvant donné, $\mathcal{I}$ est une constante; dans ces conditions, *on obtient ici, pour différentes valeurs de* M, *une courbe unique en portant* $[\eta] - [\eta]_0$ *en fonction de* $M[\eta]_0 G$. On arrive ainsi à un critère expérimental simple permettant de distinguer les cas 1 et 2.

Comparaison avec l'expérience. — Nous avons appliqué le critère précédent aux résultats obtenus par Golub ([4]) pour une série de polyisoprènes en solution dans le benzène. Sur les figures 1 et 2 on a porté respectivement $[\eta]/[\eta]_0$ et $[\eta] - [\eta]_0$ en fonction de $M[\eta]_0 G$ en coordonnées logarithmiques. Les masses moléculaires des différentes fractions sont indiquées sur les diagrammes.

Avec le mode de représentation 1 les courbes ne coïncident pas; elles sont en particulier déplacées parallèlement les unes par rapport aux autres. Avec le mode de représentation 2, au contraire, les courbes expérimentales viennent toutes se raccorder à une certaine courbe C (*fig.* 2).

Les courbes expérimentales s'écartent de la courbe de raccordement C pour une valeur de G (de l'ordre de quelques milliers de secondes^{-1}) qui est sensiblement la même pour les différents échantillons; mais comme on porte en abscisse $\log(M[\eta]_0 G)$, les courbes expérimentales coïncident avec C sur une longueur d'autant plus grande que la masse est plus élevée. Divers facteurs rendaient probables *a priori* les écarts observés pour les grandes valeurs G (mais nous ne sommes pas en mesure, à l'heure actuelle, d'indiquer la cause primordiale de ces écarts); aussi nous limiterons-nous ici au cas des gradients pas trop élevés. Avec cette réserve, les graphiques de la figure 2 constituent une justification de nos résultats théoriques, tout en faisant apparaître le domaine de gradients pour lesquels l'équation (2) est valable. Le coefficient b_1 du développement (2) a été calculé précédemment ([2]). Nous comptons calculer prochainement les coefficients des termes d'ordre plus élevés.

Conclusions. — *a*. Il résulte du paragraphe 2 ci-dessus et des Notes antérieures ([1]), ([2]) que notre théorie fournit une explication cohérente de l'ensemble des phénomènes de biréfringence d'écoulement et de viscosité non newtonienne connus actuellement ([5]).

b. Indépendamment de l'interprétation théorique du paragraphe 2, nous pouvons affirmer que les macromolécules envisagées ci-dessus sont flexibles, puisqu'elles n'obéissent pas à l'équation (1); leur comportement n'est pas conforme non plus à la théorie de Čopič ([6]) qui aboutit à une équation du type (1). Le critère de flexibilité obtenu ci-dessus est sans doute meilleur que celui que nous avons donné auparavant ([7]), puisqu'il n'est pas nécessaire ici d'opérer avec plusieurs solvants.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

([1]) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 531; 241, 1955, p. 496 et 1458.

([2]) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1875.
([3]) *Helv. Chim. Acta*, 28, 1945, p. 97.
([4]) *J. Phys. Chem.*, 60, 1956, p. 431.
([5]) Les phénomènes liés à l'anisotropie du champ interne ne sont pas envisagés ici; leur explication ne présente d'ailleurs pas de difficulté majeure.
([6]) *J. Chim. Phys.*, 53, 1956, p. 440.
([7]) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 81.

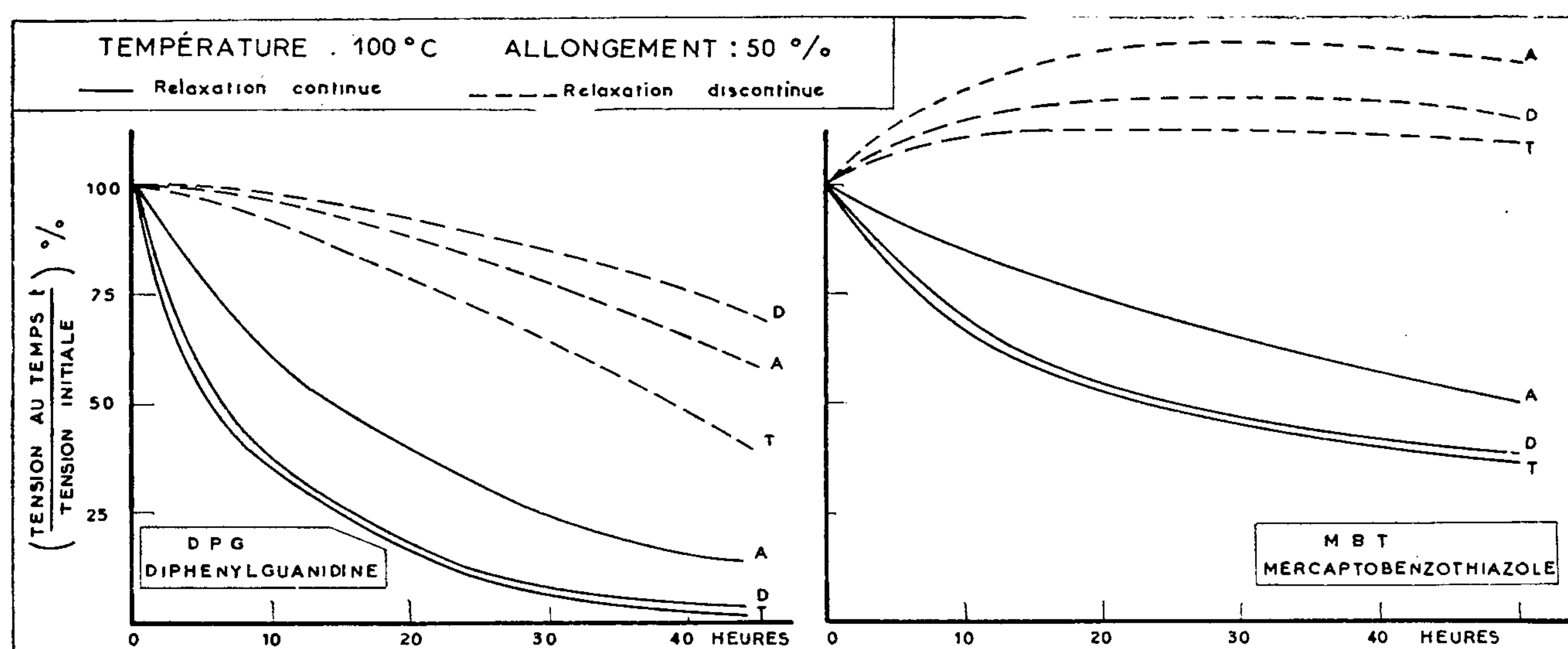
CHIMIE APPLIQUÉE. — *Sur le mécanisme de l'effet désactiveur.* Note (*) de MM. **Jean Le Bras** et **Jean-Claude Danjard**, présentée par M. Charles Dufraisse.

L'un de nous a montré ([1]) que certains produits, qu'il a appelés désactiveurs, protègent le caoutchouc vulcanisé contre le vieillissement par un processus différent de celui des antioxygènes. L'hypothèse proposée consistait en une désactivation des peroxydes primaires entraînant la fixation de l'oxygène sur la chaîne moléculaire sans qu'il se produise de scissions. Elle n'apparaissait cependant pas comme entièrement satisfaisante. Les désactiveurs, en effet, ne protègent pas contre l'oxydation le caoutchouc cru ([2]), mais au contraire accélèrent sa dégradation en solution ([3]), surtout en présence d'un peroxyde dont ils favorisent l'action ([4]). En outre, il a été montré que les désactiveurs ont une structure chimique correspondant à celle de certains accélérateurs de vulcanisation ([5]) et qu'ils agissent sur la vulcanisation, ce qui a conduit à supposer que leur effet était imputable à la structure initiale du vulcanisat ([6]), ([7]).

Nous avons pensé pouvoir obtenir d'utiles renseignements grâce à la « relaxation », grandeur qui correspond à la baisse de tension, en fonction du temps, d'une éprouvette étirée; nous avons opéré soit en maintenant l'éprouvette à élongation constante (relaxation continue), soit en l'amenant périodiquement à ce même allongement (relaxation discontinue). Il a été établi ([8]) que la relaxation continue rend compte uniquement des scissions qui se produisent dans le réseau du vulcanisat, tandis que les ponts intermoléculaires qui peuvent se former en cours d'essai interviennent dans la valeur de la relaxation discontinue. Nos expériences, effectuées en reprenant dans des conditions opératoires nouvelles des essais préliminaires ([9]), ont fourni les résultats représentés sur la figure 1; on a utilisé deux mélanges, accélérés respectivement à la diphénylguanidine et au mercaptobenzothiazole, connus pour donner des vieillissements nettement différents, et comparé les vulcanisats témoins T aux mêmes vulcanisats contenant en outre soit un antioxygène A (phényl-β-naphtylamine), soit un désactiveur D (mercaptobenzimidazolate de zinc).

En relaxation continue : 1° la courbe D est dans les deux cas très voisine

de T, ce qui indique que le désactiveur n'agit pas sur les scissions, alors que, d'après A, l'antioxygène retarde ces dernières; 2° les positions relatives des courbes T montrent que les ponts formés par l'accélérateur sont plus solides vis-à-vis de l'oxydation pour MBT que pour DPG. En relaxation



discontinue : 1° les décalages entre T et A restent analogues par suite du seul effet retardateur de A sur les scissions; 2° d'après D, le désactiveur exerce une protection efficace sur le mélange DPG, mais nettement moindre sur le mélange MBT; puisqu'il n'agit pas sur les scissions, on doit admettre qu'il est capable de créer des ponts supplémentaires au cours du vieillissement, la différence entre les protections sur DPG et MBT correspondant aux solidités respectives de ces ponts. *L'effet désactiveur s'explique donc par un mécanisme de formation de ponts apte à réparer en partie les dégâts causés par les scissions dans le réseau tridimensionnel du vulcanisat.* Le dosage du soufre libre dans les vulcanisats au cours du vieillissement, à chaud ou à température ordinaire, confirme bien qu'il se combine au caoutchouc en proportion plus importante en présence du désactiveur (par exemple, dans le cas du mélange DPG, 50 % de ce soufre libre sont combinés en présence du désactiveur après 5 jours de vieillissement à 80° C, au lieu de 31 % pour le témoin); une autre preuve de ce mécanisme est que le désactiveur n'exerce pas de protection sur les vulcanisats aux peroxydes, dans lesquels l'absence de soufre ne lui permet pas de mobiliser cet élément pour la formation de ponts.

Ainsi, selon l'effet désactiveur idéal, la densité moyenne des chaînes du réseau ne varie pas : au lieu de la suppression des scissions imaginée dans la première hypothèse, il y a remplacement de ces dernières par de nouveaux ponts et, en conséquence, maintien des propriétés mécaniques. Dans la pratique, la protection apportée par un désactiveur sera d'autant plus efficace que les ponts qu'il peut former seront plus résistants et se

manifestera d'autant plus que les ponts dus à l'accélérateur utilisé seront moins solides.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) J. LE BRAS, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 297; *Rev. Gén. Caout.*, **21**, 1944, p. 3.

(2) J. LE BRAS et A. SALVETTI, *Proc. 2 nd Rubber Techn. Confer.*, Londres, 1948, p. 139.

(3) J. LE BRAS et A. SALVETTI, Rapport de laboratoire, 1948; *voir* J. LE BRAS et G. GIGER, *Kautschuk u. Gummi*, **8**, 1955, p. WT 206.

(4) C. E. KENDALL, *Ind. Eng. Chem.*, **43**, 1951, p. 452.

(5) J. LE BRAS et J. LE FOLL, *Comptes rendus*, **231**, 1950, p. 145; J. LE FOLL, *Rev. Gén. Caout.*, **29**, 1952, p. 114 et **30**, 1953, p. 559.

(6) J. R. SHELTON et W. L. COX, *Ind. Eng. Chem.*, **43**, 1951, p. 456.

(7) A. HAEHL, *Rev. Gén. Caout.*, **30**, 1953, p. 654.

(8) A. TOBOLSKY, J. B. PRETTYMAN et J. H. DILLON, *J. Appl. Physics*, **15**, 1944, p. 380.

SEMICONDUCTIVITÉ. — *Étude du processus de recombinaison dans le tellure.* Note (*) de M. **ALEXANDRE PIRES DE CARVALHO**, présentée par M. Louis de Broglie.

On a mesuré, par une méthode photomagnétoélectrique la durée de vie des porteurs minoritaires dans le tellure. Les résultats s'interpréteraient en admettant qu'un processus analogue à l'effet Auger prédomine.

Nous avons étudié la variation de la durée de vie des porteurs minoritaires dans le tellure, au moyen de l'effet photomagnétoélectrique. Le tellure a subi une purification poussée par fusion de zones jusqu'à environ 10^{21} impuretés par mètre cube, puis a été cristallisé dans une seconde opération par refroidissement lent.

On trouve que dans le cristal, qui est intrinsèque au-dessus de 0° C environ, la durée de vie τ diminue très fortement quand la température s'élève, variant d'une valeur de l'ordre de 10^{-8} s pour $T = 290°$ K; le diagramme semi-logarithmique $\log\tau$ en fonction de $1/T$ présente à peu près une forme de ligne brisée, la pente la plus forte, qui a lieu aux températures voisines de l'ambiante, correspond suivant la loi $\tau \simeq e^{E/kT}$ à une « énergie d'activation » de 0,30 V environ, voisine de la largeur de la bande interdite.

Il semble très difficile d'expliquer ce résultat dans le cadre des théories les plus couramment admises de la recombinaison des porteurs minoritaires dans les semi-conducteurs.

1° La théorie de la recombinaison directe (bimoléculaire) prévoit une durée de vie quasi constante dans la gamme des températures où la conductibilité est extrinsèque;

2° Les théories de la recombinaison (Shockley, Read, Hall) conduisent à des variations de la durée de vie avec la température bien plus lente que celle observée.

On peut toutefois expliquer les résultats expérimentaux en admettant que la recombinaison a lieu par processus Auger, c'est-à-dire que l'énergie de recom-

binaison d'une paire est emportée par un troisième porteur. On obtient ainsi

$$\frac{1}{\tau} = 2\mathrm{A}np + \mathrm{B}p^2 \qquad (n,\ \text{densité des électrons};\ p,\ \text{densité des trous}).$$

Le premier terme correspond au cas où le troisième porteur est un électron, le second à celui où le troisième est un trou.

Pour obtenir l'accord avec l'expérience, on doit admettre que $2\mathrm{A}np \gg \mathrm{B}p^2$ (comme dans le tellure du type p) $n \ll p$, ceci implique $\mathrm{A} \gg \mathrm{B}$, donc les électrons sont bien plus efficaces que les trous pour ce qui est d'emporter l'énergie de recombinaison.

Cette différence peut être liée à la structure de bande (mal connue) du tellure. Remarquons que dans l'hypothèse $2\mathrm{A}np \gg \mathrm{B}p^2$, on a

$$\frac{1}{\tau} = 2\mathrm{A}np = 2\mathrm{A}n_i^2 \qquad (n_i,\ \text{densité des porteurs intrinsèques})$$

et la durée de vie ne doit pas dépendre du spécimen. Il serait intéressant de vérifier ce point.

Aux basses températures, τ croît beaucoup et d'autres processus peuvent intervenir.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur le polyséléniure d'uranium* Se_3U. Note (*) de MM. **Parviz Khodadad** et **Jean Flahaut**, présentée par M. Paul Lebeau.

L'hydrogène sélénié réagit sur Cl_4U à 620°C, en donnant un nouveau composé, Se_3U, polyséléniure de l'uranium tétravalent, comme le prouvent sa susceptibilité magnétique et ses propriétés chimiques. Il est monoclinique, d'un type nouveau.

En 1903, Colani [1] obtenait des séléniures d'uranium dans l'action des vapeurs de sélénium entraînées par un courant d'hydrogène sur Cl_4U, 2 ClNa. En opérant au rouge, il isolait généralement Se_2U, parfois pyrophorique, de propriétés comparables à celles du sulfure correspondant.

Nous avons repris l'étude de cette réaction et nous avons constaté que l'emploi du sel double Cl_4U, 2 ClNa, préconisé par Colani pour remédier à la volatilité et à l'hygroscopicité de Cl_4U ne présentait pas d'avantage. Il avait, par contre, l'inconvénient d'exiger l'enlèvement du chlorure de sodium, par un traitement ultérieur à l'eau. Nous avons donc effectué l'entraînement des vapeurs de sélénium, par un courant d'hydrogène, sur le chlorure Cl_4U maintenu à 620°C. Ce dernier dérivé est obtenu par action, à 620°C, de Cl_4C sur l'oxyde O_8U_3 dans un courant de CO_2 parfaitement sec. A cette température Cl_4U formé se volatilise et va se condenser sur la partie froide du tube à

réaction, à la sortie du four. Il se rassemble ainsi dans une zone longue de quelques centimètres, une masse de chlorure cristallisé et pur.

Lorsque cette préparation est terminée, l'appareil est ouvert rapidement pour introduire au voisinage du chlorure, une nacelle contenant du sélénium, en excès de 100 % par rapport à la théorie. Toutes ces manipulations sont effectuées dans le même tube de Pyrex. On le raccorde à un appareil producteur d'hydrogène, rigoureusement privé d'oxygène par passage sur de la tournure de cuivre au rouge naissant, puis desséché sur de la potasse caustique fondue. La portion du tube contenant Cl_4U et Se est introduite dans le four électrique, et chauffée à 620° C. Dans ces conditions, lorsque l'on part de 2 g de O_8U_3, on utilise 3,20 g de Se, entraînés par environ 350 cm³ d'hydrogène, en 45 mn. Le chlorure fond et émet des vapeurs qui réagissent énergiquement. Le chlore est éliminé à l'état d'acide chlorhydrique. On interrompt le chauffage lorsque ce gaz ne se dégage plus et l'on maintient le courant d'hydrogène pendant le refroidissement.

La formule du séléniure a été établie par l'analyse :

	Se %.	U %.
Théorie pour Se_3U	49,87	50,13
Trouvé	49,80	50,0

Il diffère donc de celui obtenu par Colani.

Le composé Se_3U est très bien cristallisé en lamelles noires brillantes, et fournit facilement des monocristaux qui ont permis de déterminer son type cristallin ; la maille est monoclinique :

$$a = 5,68\ \text{Å « vrais »}, \quad b = 4,06, \quad c = 19,26, \quad \beta = 80°30' \pm 30'.$$

La densité calculée avec 4 mol par maille est égale à 7,21 g/cm³. Nous avons trouvé expérimentalement $d_4^0 = 7,25$.

Les cristaux sont très facilement clivables, ce qui est à rapprocher de l'existence d'un paramètre *c* beaucoup plus grand que les deux autres. Les lamelles sont douées, d'autre part, d'un fort pouvoir refléchissant.

La susceptibilité magnétique moléculaire est égale à $3\,120.10^{-6}$ C. G. S. à 20° C. Elle montre que Se_3U n'est pas un dérivé du métal hexavalent, qui serait diamagnétique, mais qu'il est formé d'uranium tétravalent. Les valeurs indiquées par M. Picon et J. Flahaut (²) pour $S_2U\alpha$ et OSU sont en effet, respectivement, de $3\,137.10^{-6}$ et $3\,011.10^{-6}$.

Sous une pression inférieure au 1/1000ᵉ de millimètre de mercure, Se_3U est stable au-dessous de 250° C, et se transforme lentement en Se_2U vers 550° C.

L'oxygène sec, de même que l'eau exempte d'oxygène dissous, n'agissent pas à la température ordinaire; mais leur action simultanée provoque très lentement l'oxydation du polyséléniure avec production de sélénium amorphe rouge et d'anhydride sélénieux, et passage de l'uranium à la valence 6. Le Se_3U

chauffé à l'air vers 200° C donne naissance à de l'oxyde noir UO_2 et à un mélange en proportions variables de sélénium et de SeO_2.

A l'abri de l'air, les acides chlorhydrique et acétique attaquent le Se_3U avec formation d'un sel d'uranium tétravalent, et mise en liberté de deux atomes de sélénium à l'état de SeH_2, et du troisième à l'état élémentaire. Mais, lorsqu'on opère à l'air, et sans excès d'acide, l'hydrogène sélénié est partiellement oxydé en sélénium amorphe rouge, tandis que l'uranium devient hexavalent. L'acide nitrique concentré, en quantité ménagée, transforme instantanément Se_3U en sélénite acide d'uranyle et en acide sélénieux.

Les solutions de soude ou de potasse attaquent Se_3U avec production de polyséléniures alcalins et d'oxyde d'uranium UO_2.

En conclusion, il résulte de la susceptibilité magnétique et des propriétés chimiques de Se_3U que l'uranium est à la valence 4; de plus l'un des trois atomes de sélénium présente, par rapport aux autres, un comportement particulier. Le composé Se_3U est donc un polyséléniure de l'uranium tétravalent.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) *Comptes rendus*, 137, 1903, p. 382; *Ann. Chim. Phys.*, (8), 12, 1907, p. 59.

(2) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1160.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur l'action du mélange gazeux de chlorure de bore et d'hydrogène sur les oxydes métalliques. Obtention de borures; mise en évidence de nouvelles boracites.* Note (*) de MM. **Willy-Jean Deiss** et **Pierre Blum**, transmise par M. Jean-Lucien Andrieux.

Les auteurs ont étudié la possibilité d'obtenir des borures par action du mélange gazeux $BCl_3 + H_2$ sur un certain nombre d'oxydes métalliques à des températures situées entre 700 et 1000° C; ils décrivent les résultats d'expériences menées sur des oxydes habituellement non réductibles par l'hydrogène. Ils présentent deux nouvelles boracites observées au cours de leurs essais : la boracite de chrome et la boracite de fer.

Nous nous sommes proposés d'étudier l'action du mélange gazeux BCl_3+H_2 sur les oxydes ZrO_2, TiO_2, Cr_2O_3, V_2O_5, MnO_2, MgO, Fe_2O_3, NiO, CoO.

Pour réaliser nos expériences, nous avons utilisé un tube de silice placé verticalement dans un four à résistance. La poudre d'oxyde était disposée dans une nacelle en silice également qui reposait sur un support adéquat. Le mélange gazeux arrivait dans l'enceinte par sa partie supérieure et passait sur la poudre d'oxyde. Les deux gaz provenaient de bouteilles et leur débit était aisément déterminé. Les essais ont été effectués en partant de 2 g d'oxyde, avec un débit gazeux de 50 l/h et un rapport molaire BCl_3/H_2 de 0,4.

On obtient effectivement des borures, sauf dans le cas des oxydes MnO_2 et MgO; l'oxyde de manganèse donne naissance à des borates très fusibles et la

magnésie se transforme essentiellement en chlorure. L'obtention des borures de Fe, Co, Ni paraît évidente puisque les oxydes correspondants sont facilement réduits par l'hydrogène. Nous nous sommes donc attachés à étudier le mécanisme de boruration des oxydes ZrO_2, TiO_2, Cr_2O_3, V_2O_5, pratiquement non réductibles dans les conditions où nous opérons.

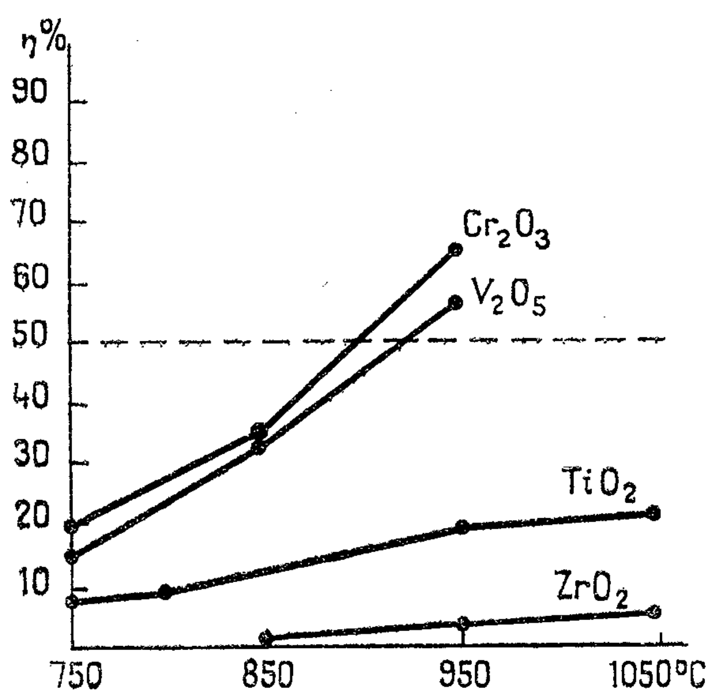


Fig. 1.

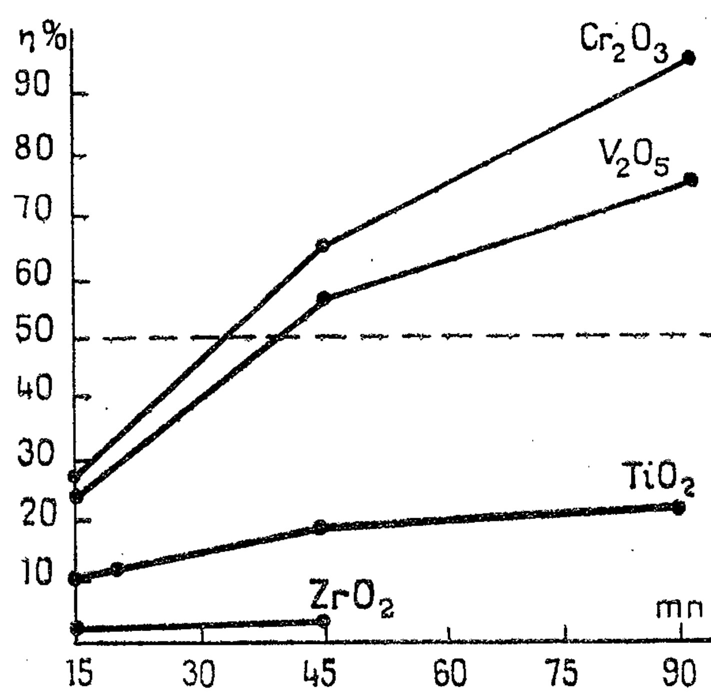


Fig. 2.

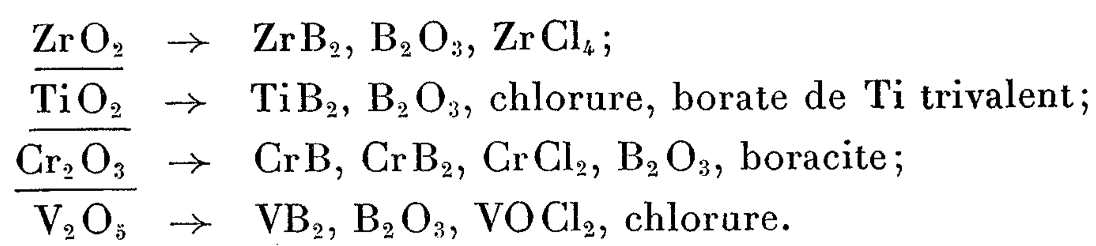
Fig. 1. — Variation du rendement en borures en fonction de la température. Durée : 45 mn. Débit : 50 l/h. Rapport BCl_3/H_2 0,4.

Fig. 2. — Variation du rendement en borures en fonction de la durée de réaction. Température : 950°. Débit : 50 l/h. Rapport BCl_3/H_2 0,4.

Les résultats sont groupés dans les figures 1 et 2 et dans le tableau ci-après. Dans les figures sont présentés les rendements en borures des réactions à différentes températures et pour des durées de réaction variables; dans le tableau sont donnés tous les produits de réaction intermédiaires et finals solides observés au cours des essais, mis en évidence par l'analyse chimique et par les rayons X.

On remarquera la grande différence entre les rendements en borure de Cr et de V d'une part, en borure de Ti et de Zr d'autre part. Ces derniers sont particulièrement faibles, la majeure partie de l'oxyde étant transformée en chlorure.

Produits de réaction intermédiaires et finals solides observés :


$\underline{ZrO_2}$ → ZrB_2, B_2O_3, $ZrCl_4$;
$\underline{TiO_2}$ → TiB_2, B_2O_3, chlorure, borate de Ti trivalent;
$\underline{Cr_2O_3}$ → CrB, CrB_2, $CrCl_2$, B_2O_3, boracite;
$\underline{V_2O_5}$ → VB_2, B_2O_3, $VOCl_2$, chlorure.

La mise en évidence de boracite de chrome, ($ClCr_3B_7O_{13}$ ou $CrCl_2 . 5CrO . 7B_2O_3$) produit intermédiaire de réaction, est particulièrement intéressante du point de vue de l'explication du mécanisme réactionnel,

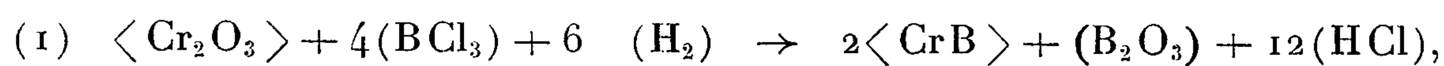
puisqu'elle renferme sous forme stable de l'oxyde et du chlorure de chrome bivalents. Cette boracite est isomorphe de la boracite naturelle ($ClMg_3B_7O_{13}$) dont la structure à été déterminée en 1950 [1].

L'action du mélange $BCl_3 + H_2$ sur les oxydes peut conduire à l'obtention d'autres boracites. Nous avons effectivement obtenu la boracite de Fer et la boracite de Magnésium; nous n'avons pas observé les boracites de Ti, V, Mn, Co, Ni, théoriquement possibles, soit parce qu'il se forme préférentiellement des borates, soit que le processus de réaction est différent.

Nous donnons ici les principales caractéristiques des boracites obtenues, dont deux étaient inconnues à ce jour. Ces composés sont isomorphes; leurs spectres Debye-Scherrer sont identiques, aux intensités de certaines raies près; les calculs des facteurs de structure ont démontré que ces différences résultaient du pouvoir diffusant propre à chaque ion métallique.

	Paramètres de la maille orthorhombique (Å).	Densité rayons X calculée.	Morphologie.
Boracite de Mg, $ClMg_3B_7O_{13}$...	$a = 8,55$ $b = 8,55$ $c = 12,09$	$dx = 2,94$	Cristaux blancs
Boracite de Cr, $ClCr_3B_7O_{13}$....	$a = 8,59_3$ $b = 8,59_3$ $c = 12,15$	$dx = 3,51$	Cristaux cubiques vert émeraude
Boracite de Fe, $ClFe_3B_7O_{13}$....	$a = 8,61_7$ $b = 8,61_7$ $c = 12,19$	$dx = 3,56$	Cristaux blancs

Les résultats de nos expériences sont en accord avec les conclusions des considérations thermodynamiques qui nous ont guidés. En effet, en envisageant l'action du mélange $BCl_3 + H_2$ sur un oxyde, tenant compte à la fois des produits intermédiaires et finals effectivement observés au cours des réactions et des exigences de la thermodynamique, nous avions établi deux mécanismes réactionnels qui donnent dans le cas de l'oxyde de chrome les deux équations suivantes :



$$(1)\quad \langle Cr_2O_3\rangle + 4(BCl_3) + 6\,(H_2) \rightarrow 2\langle CrB\rangle + (B_2O_3) + 12(HCl),$$

$$(2)\quad \langle Cr_2O_3\rangle + 3(BCl_3) + 3,5(H_2) \rightarrow \langle CrB\rangle + (B_2O_3) + 7(HCl) + \langle CrCl_2\rangle.$$

L'équation (1) représente le mécanisme réactionnel le plus général, faisant intervenir les réactions de tous les composants et composés entre eux, entre autres la réduction de l'oxyde par l'hydrogène, rendue possible par la formation conséquente de borure. L'équation (2) représente un mécanisme restreint qui ne tient compte que du déplacement de l'oxygène de l'oxyde par BCl_3, réduction du chlorure formé et boruration ultérieure. La principale différence entre ces deux processus réside dans le fait que le chrome de l'oxyde est

dans l'un intégralement transformé en borure (rendement théorique 100 %) dans l'autre partagé entre le borure et le chlorure (rendement théorique 50 %).

Des figures 1 et 2 et entre autres de la formation de boracite (l'existence de boracite étant liée à la présence d'ions bivalents) on peut déduire que les réactions dans lesquelles interviennent les oxydes Cr_2O_3 et V_2O_5 se déroulent selon le processus de l'équation (1), celles où interviennent les oxydes TiO_2 et ZrO_2 selon le processus de l'équation (2).

En conclusion, l'obtention des borures à partir des oxydes ne présente d'intérêt réel que lorsque le mécanisme réactionnel est celui de l'équation (1), c'est-à-dire pour les oxydes Cr_2O_3 et V_2O_5, en définitive pour des oxydes dont l'énergie libre de formation n'est pas trop élevée. Ajoutons que les borures obtenus sont des produits purs, les résultats de l'analyse chimique étant en accord avec les valeurs théoriques.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) T. Ito, N. Morimoto, et R. Sadanaga, *Acta Cryst.*, 4, 1951, p. 310. Deux variétés : high boracite cubique : $a = 12,1$, $T_d^5 - F\bar{4}3C$; low boracite orthorhombique : $a = 8,54$, $b = 8,54$, $c = 12,07$, $C_{2v}^5 - Pca$.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse de dérivés du diméthyl-2.2′ tétraméthoxy-4.5.4′.5′ biphényle; passage à des dérivés du tétraméthoxy-2.3.6.7 phénanthrène.* Note (*) de M. **Raymond Quelet** et Mme **Élisabeth Matarasso-Tchiroukhine**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'hydrolyse du bis-chlorométhyl-2.2′ tétraméthoxy-4.5.4′.5′ biphényle conduit à l'époxyde dérivant du glycol attendu. Par oxydation de ce dernier on peut obtenir, à volonté, le dialdéhyde-2.2′ tétraméthoxy biphénylique et la tétraméthoxy-2.3.6.7 phénanthrène quinone.

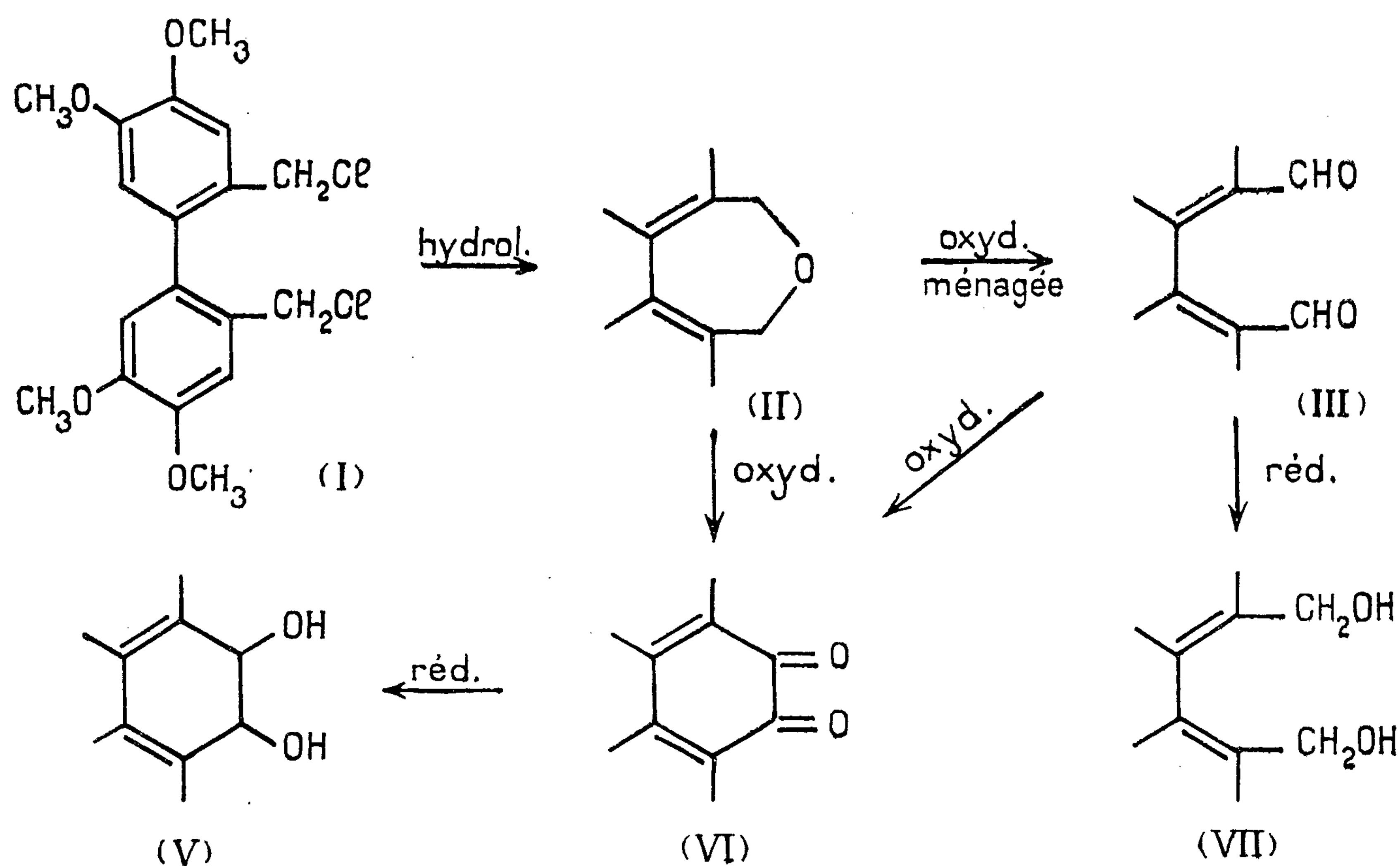
Nous avons montré précédemment (1) que la chlorométhylation du tétraméthoxy-4.5.4′.5′ biphényle permet d'obtenir avec un rendement de 80 %, le dérivé bis-chlorométhylé en 2.2′ (I) (2).

L'hydrolyse de ce dérivé s'effectue facilement en milieu acide ou alcalin mais, en aucun cas, elle ne permet de préparer le glycol correspondant dans de bonnes conditions. Ce dernier se déshydrate d'une façon pratiquement quantitative en donnant l'époxyde correspondant (II) ou *tétraméthoxy*-2.3.9.10 *dihydro*-5.7 *dibenz* (*c-e*) *oxépinne*.

Pour préparer et isoler facilement cet époxyde le meilleur procédé consiste à chauffer à reflux le dérivé bis-chlorométhylé avec l'acide acétique dilué (3 parties d'acide acétique pour une partie d'eau). Par refroidissement de la solution l'époxyde cristallise sous forme de paillettes incolores. Il est purifié

par recristallisation dans le benzène· F 258° (Rdt 70 %). Analyse : $C_{18}H_{20}O_5$; calculé %, C 68,34; H 6,37; trouvé %, C 68,6; H 6,4.

L'époxyde II est très stable et résiste à l'action des oxydants doux. Nous l'avons obtenu comme produit unique dans l'oxydation du dérivé bis-chlorométhylé par le permanganate en solution alcaline et au cours de diverses tentatives de préparation du dialdéhyde correspondant par la méthode de Lauth Grimaux (ébullition du dichlorure avec des solutions aqueuses ou acétiques de nitrate de plomb ou de nitrate de cuivre).



L'oxydation de l'époxyde par le mélange acétochromique est intéressante car elle permet d'obtenir, à volonté, soit le dialdéhyde biphénylique : *tétraméthoxy*-4.5.4'.5' *diméthylal*-2.2' *biphényle* (III) qui se forme dans un premier stade, soit la *tétraméthoxy*-2.3.6.7 *phénanthrène quinone* (IV) qui représente le produit final de l'oxydation dans ces conditions.

Dans le premier cas on chauffe à reflux, pendant 3 h, l'époxyde (II) avec son poids de bichromate de potassium en solution dans l'acide acétique dilué avec 10 % d'eau. En versant ensuite le mélange dans un grand excès d'eau, l'aldéhyde précipite; on le purifie par recristallisation dans le xylène (Rdt 60 %) : cristaux légèrement teintés en jaune, F 215°. *Analyse* : $C_{18}H_{18}O_6$ (III), calculé %, C 65,4; H 5,5; trouvé %, C 65,6; H 5,7. *Dioxime*, aiguilles incolores (méthanol) F_{inst} 295-296°; *bisphénylhydrazone*, aiguilles jaune pâle (acide acétique + méthanol) F_{inst} 263-264°.

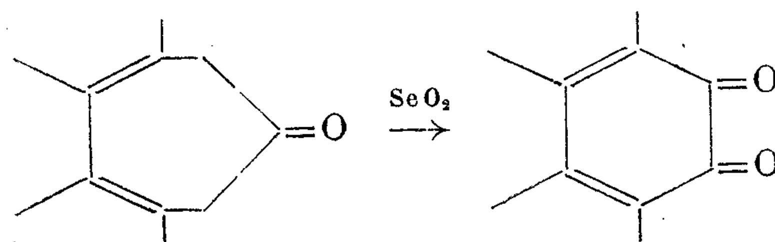
Le dialdéhyde (III) a été également obtenu, mais avec un très faible rendement, par la méthode de Sommelet ([3]) à partir du dérivé bischlorométhylé (I).

Pour obtenir la *tétraméthoxy*-2.3.6.7 *phénanthrènequinone* (IV) qui prend naissance par oxydation plus énergique du dialdéhyde précédent, nous avons traité l'époxyde (II) par dix parties de bichromate de sodium en solution dans l'acide acétique cristallisable.

Après 1 h d'ébullition on dilue dans l'eau et l'on purifie le précipité en l'agitant avec un mélange de chloroforme et d'eau. La quinone se dissout dans le chloroforme en donnant une solution rouge foncé d'où elle cristallise avec une molécule d'eau. Par recristallisation dans l'anisole, on l'obtient anhydre sous forme d'aiguilles brun rouge, F 262°. *Analyse :* $C_{18}H_{16}O_6$, calculé %, C 65,8; H 4,9; trouvé %, C 65,6; H 5,2.

Le spectre infrarouge confirme la structure quinonique; par action de l'orthophénylènediamine, on obtient la quinoxaline attendue, aiguilles jaune d'or (acide acétique), F 276°. *Analyse :* $C_{24}H_{20}O_4N_2$, calculé %, C 71,9; H 5,0; N 7,0; trouvé %, C 71,1; H 5,1; N 7,1.

Nous avions déjà obtenu la tétraméthoxyphénanthrènequinone (IV) par une autre réaction inattendue en oxydant, sans précautions, la tétraméthoxy-2.3.9.10 dibenzo (a. c.) heptadiénone par l'oxyde de sélénium :



Par réduction de cette quinone sous l'action d'un mélange $AlLiH_4 + LiH$ dans le tétrahydrofuranne à l'ébullition, on passe au diol correspondant : *tétraméthoxy*-2.3.6.7 *dihydro-dihydroxy*-9.10 *phénanthrène* (V) aiguilles (benzène) F 202-203° qui donne un diester acétique, aiguilles (méthanol) F_{inst} 205-206°.

Le même procédé de réduction appliqué au dialdéhyde biphénylique (III) permet d'obtenir avec un rendement de 70 % le *tétraméthoxy*-4.5.4'.5' *diméthylol*-2.2' *biphényle* (VI) prismes incolores (benzène) F 128°, retenant une demi-molécule d'eau de cristallisation. Après fusion le produit recristallise à l'état anhydre et fond alors à 136-137°.

Analyse : $C_{18}H_{22}O_6$, calculé %, C 64,6; H 6,7; trouvé %, C 64,5; H 6,7. Ce diol se déshydrate très facilement même par simple chauffage en donnant l'époxyde (II). Son diester acétique : aiguilles prismatiques (méthanol) F 99-100° s'obtient également par action de l'acétate d'argent sur le dérivé bis-chlorométhylé initial.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) R. Quelet et Mme E. Matarasso-Tchiroukhine, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 918.

(2) Le dérivé bis-chlorométhylé pur obtenu après recristallisation dans le toluène fond à 161°. Depuis la publication de notre première Note, nous avons constaté que le produit F 152° obtenu par cristallisation dans l'acide acétique contenait des traces de produits d'hydrolyse.

(3) *Bull. Soc. Chim.*, 13, 1913, p. 1083.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Confirmation de structure par synthèse totale de la dihydrowogonine et de la dihydrooroxyline issues du bois de merisier.* Note (*) de M. **Darius Molho**, Mlle **Marie-Cécile Gerphagnon**, MM. **Jean Chopin** et **Charles Mentzer**, présentée par M. Marcel Delépine.

La dihydrooroxyline cristallisée a été obtenue par condensation du chlorure de cinnamoyle avec l'irétol en présence de chlorure d'aluminium. Dans les eaux-mères de cristallisation, il a été possible de mettre en évidence la présence de dihydrowogonine.

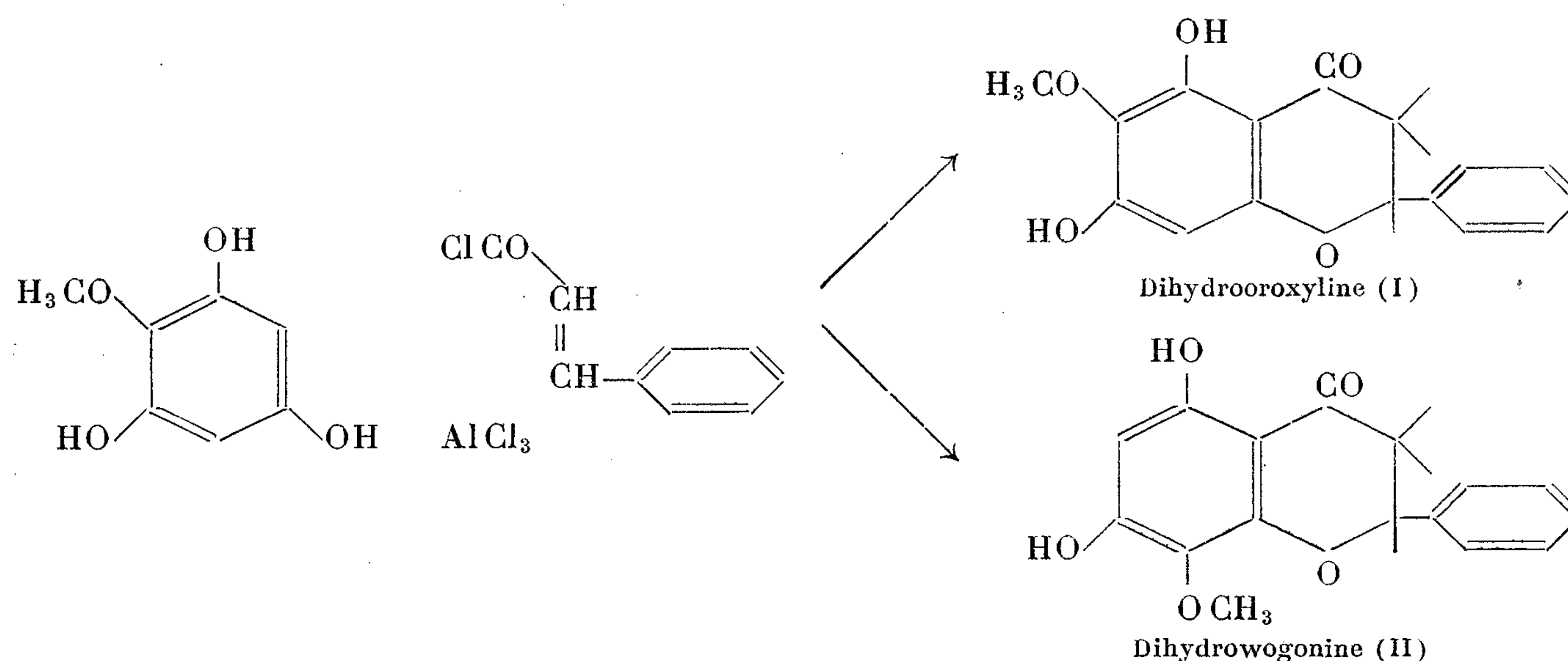
Dans une Note précédente (1), trois d'entre nous ont montré que la substance appelée « corps 3 B_2 » qui avait été isolée du merisier en 1954 (2), est en fait une dihydroxy-5.7 méthoxy-8 flavanone et peut être considérée comme une dihydro-2.3 wogonine (II). Par chauffage en milieu alcalin, ce composé se transforme en dihydroxy-5.7 méthoxy-6 flavanone ou dihydro-2.3 oroxyline racémique λ(I) (1). Comme ces deux dérivés isomères n'ont pas été jusqu'ici décrits dans la littérature, nous avons été amenés à les préparer par synthèse totale, en vue de les comparer aux échantillons d'origine naturelle. Dans ce but, le chlorure de cinnamoyle a été condensé au sein du dichloréthane avec l'irétol, en présence de chlorure d'aluminium anhydre, selon la méthode générale de synthèse des flavanones hydroxylées de Shinoda et Sato (3), modifiée par deux d'entre nous (4).

1 g d'irétol et 0,9 g de chlorure de cinnamoyle sont dissous dans 28 cm^3 de dichloréthane. Ajouter 0,9 g de chlorure d'aluminium anhydre et laisser reposer 24 h à température ordinaire en agitant de temps en temps. Le mélange brunâtre est alors versé sur eau + glace + acide chlorhydrique (5 cm^3). Il se sépare une huile qui est extraite à l'éther. Le solvant est en partie évaporé puis le tout est soumis à un entraînement à la vapeur d'eau. Le résidu se présente alors sous forme d'une résine que l'on épuise à l'eau bouillante pour éliminer l'excès d'acide cinnamique formé au cours de l'hydrolyse. La résine insoluble est filtrée, desséchée à 50°, puis soumise à une sublimation sous haut vide (1/100e de millimètre de Hg). La fraction qui sublime entre 100 et 270° est extraite à l'aide d'un mélange de carbonate de sodium à 5 % et d'éther. La solution alcaline lavée une deuxième fois à l'éther

est acidifiée par de l'acide chlorhydrique. 320 mg de cristaux incolores sont recueillis et épuisés par 100 cm^3 d'eau bouillante (on élimine de la sorte de l'acide cinnamique et de l'irétol). Les aiguilles restantes sont recristallisées dans un mélange de méthanol-eau (8 : 25). Au refroidissement 50 mg de dihydrooroxyline apparaissent, F 177°. Ce dérivé de synthèse est en tous points identique à la dihydrooroxyline obtenue par isomérisation alcaline à chaud de la dihydrowogonine extraite du cœur de bois de merisier ([1]) : point de fusion identique et non abaissé par mélange avec le produit authentique; spectre ultraviolet identique avec deux maxima à 292 et 335 mμ (épaulement).

Les eaux-mères de cristallisation de la dihydrooroxyline, additionnées d'un peu d'eau abandonnent des cristaux blancs, F 130° (50 mg) qui après plusieurs recristallisations dans un mélange d'alcool et d'eau fondent toujours à 130°. Nous nous trouvons en présence d'un mélange de dihydrowogonine et de dihydrooroxyline. En effet, le point de fusion mélangé avec la dihydrowogonine pure (F 152°) est intermédiaire et se situe à 142°. Il en est de même avec la dihydrooroxyline pure (F 177°) qui donne un point de fusion mélangé de 160°. Remarquons qu'en mélangeant les deux flavanones pures (F 177 et 152°), le point de fusion du mélange est à 130° et identique au point de fusion du mélange isolé par synthèse.

La séparation des deux flavanones isomères s'avérant difficile par voie de recristallisation, nous avons eu recours à la séparation à l'aide de la chromatographie de partage sur papier en deux dimensions, avec les solvants de Lindstedt ([5]) : d'une part, benzène 50, — ligroïne (85-110°) 50 — quelques gouttes de méthanol, saturé une nuit par 50 cm^3 d'eau — R_f II 0,80, — R_f I 0,85, et d'autre part, méthanol-chloroforme-ligroïne-eau (1 : 2 : 7 : 5), R_f II 0,61, — R_f I 0,69.



Dihydrooroxyline (I)

Dihydrowogonine (II)

Le mélange (F 130°) précédent se sépare uniquement en deux taches révélables en lumière de Wood dont les R_f viennent d'être décrits, exac-

tement comme cela a lieu avec un mélange extemporané de dihydrooroxyline et de dihydrowogonine.

La condensation entre l'irétol et le chlorure de cinnamoyle s'est donc effectuée d'après le schéma ci-dessus.

On isole de la sorte aussi bien de la dihydrooroxyline que de la dihydrowogonine, en raison de la symétrie que présente la molécule d'irétol. De plus, la synthèse totale a permis de confirmer les structures précédemment (1) proposées pour ces deux flavanones issues du bois de merisier.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) J. Chopin, D. Molho, H. Pachéco et C. Mentzer, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 712.

(2) C. Mentzer, H. Pachéco et A. Ville, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 36, 1954, p. 1137.

(3) *J. Pharm. Soc. Japan*, 48, 1928, p. 109-114; *Zentralblatt*, 2, 1928, p. 1885.

(4) D. Molho et Mlle M. C. Gerphagnon (travail en cours).

(5) *Acta Chem. Scand.*, 4, 1950, p. 448-455.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'isolement et la constitution chimique du darutoside, principe amer de* Siegesbeckia orientalis (1). Note de MM. **Julio Pudles**, **Anne Diara** et **Edgar Lederer**, présentée par M. Marcel Delépine.

La darutine, principe amer de *Siegesbeckia orientalis* est un β-D-glucoside $C_{26}H_{44}O_8$, que nous proposons d'appeler darutoside. Son aglycone que nous appelons darutigénol est un diterpène trihydroxylé $C_{20}H_{34}O_3$ dont la déshydrogénation donne le pimanthrène (diméthyl-1.7 phénanthrène $C_{16}H_{14}$). Le darutigénol est tricyclique et contient une double liaison et un groupement glycol-1.2 avec un hydroxyle primaire.

Siegesbeckia orientalis L. est une Composée de la tribu des *Astéroïdées*, appelée aussi « Herbe de Flaq » ou « guérit vite », assez répandue à Madagascar : les indigènes utilisent cette plante pour le traitement des plaies.

En 1886 L. Auffray (2) en isola une fraction amère, cristalline F 250° qu'il appela « darutine » (d'après le médecin colonial C. Daruty de Grandpré) et dans laquelle il décela la présence de glucose. En 1940 Bochra Farag Khalil (3) a décrit également la préparation de la darutine.

La présente Note résume les premiers résultats de notre étude de la darutine; étant donné le caractère glucosidique de cette substance, nous proposons de l'appeler *darutoside* et son aglycone *darutigénol*.

Isolement et propriétés du darutoside. — La plante séchée, obtenue grâce à M. R. Paulian de l'Institut Scientifique de Madagascar, est broyée, puis délipidée par l'éther de pétrole et épuisée par l'alcool absolu et ensuite par l'alcool à 75 %. Après défécation des extraits alcooliques par la chaux on isole le glycoside brut; après cristallisation dans l'alcool absolu, on obtient le *darutoside* sous forme de paillettes incolores F 248-250°, $[\alpha]_D$ — 37° (4) contenant une molécule de solvant de cristallisation

[$C_{26}H_{44}O_8 . C_2H_5OH$, calculé %, C 63,39; H, 9,43; $(O)C_2H_5$ 5,47; trouvé %, C 63,47; H 9,16; $(O)C_2H_5$ 2,1]; quand on cristallise le darutoside dans l'alcool à 50 % on l'obtient en paillettes F 230° contenant une molécule d'eau de cristallisation [$C_{26}H_{44}O_8 . H_2O$, calculé %, C 62,15; H 9,16 %; trouvé %, C 62,52; H 8,91; $(O)CH_3O . O$].

Une chromatographie d'adsorption sur acide silicique et une chromatographie de partage selon A. Stoll et coll. ([5]) ont montré l'homogénéité du darutoside.

Le spectre ultraviolet du darutoside n'a pas d'absorption notable au-dessus de 220 mμ : son spectre infrarouge présente une forte bande OH à 3 330 cm^{-1}; il n'y a pas de bandes de carbonyle dans la région de 1700 cm^{-1} (*fig.* 1 *a*).

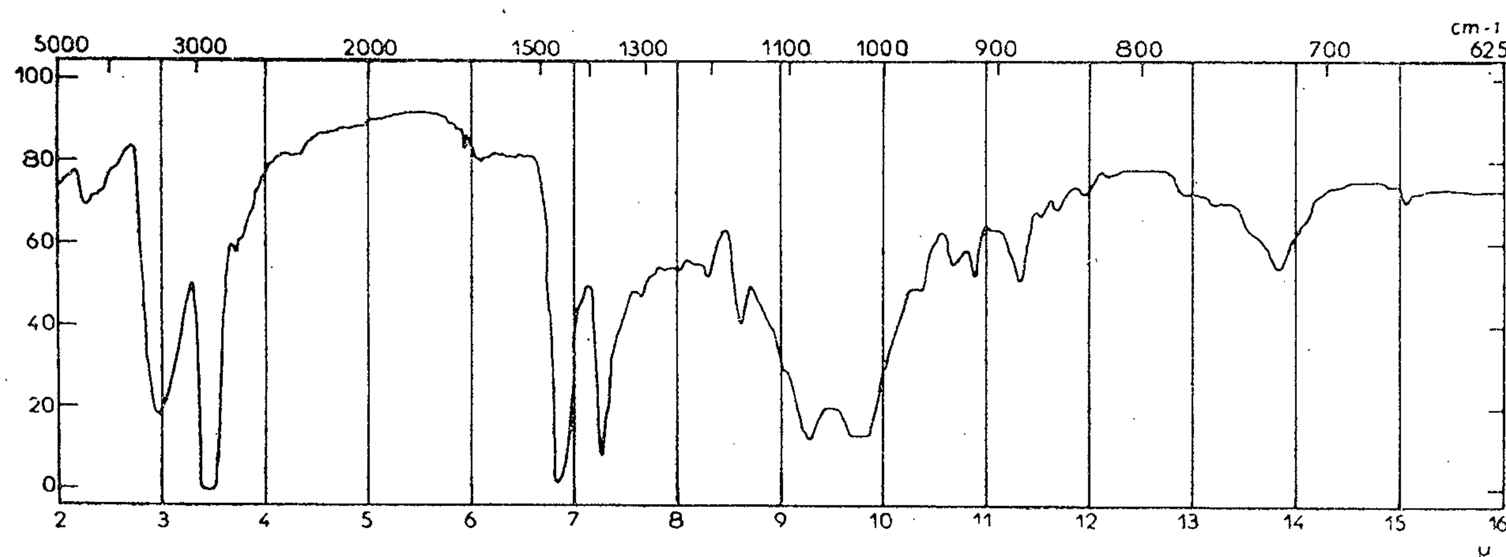


Fig. 1 *a*.

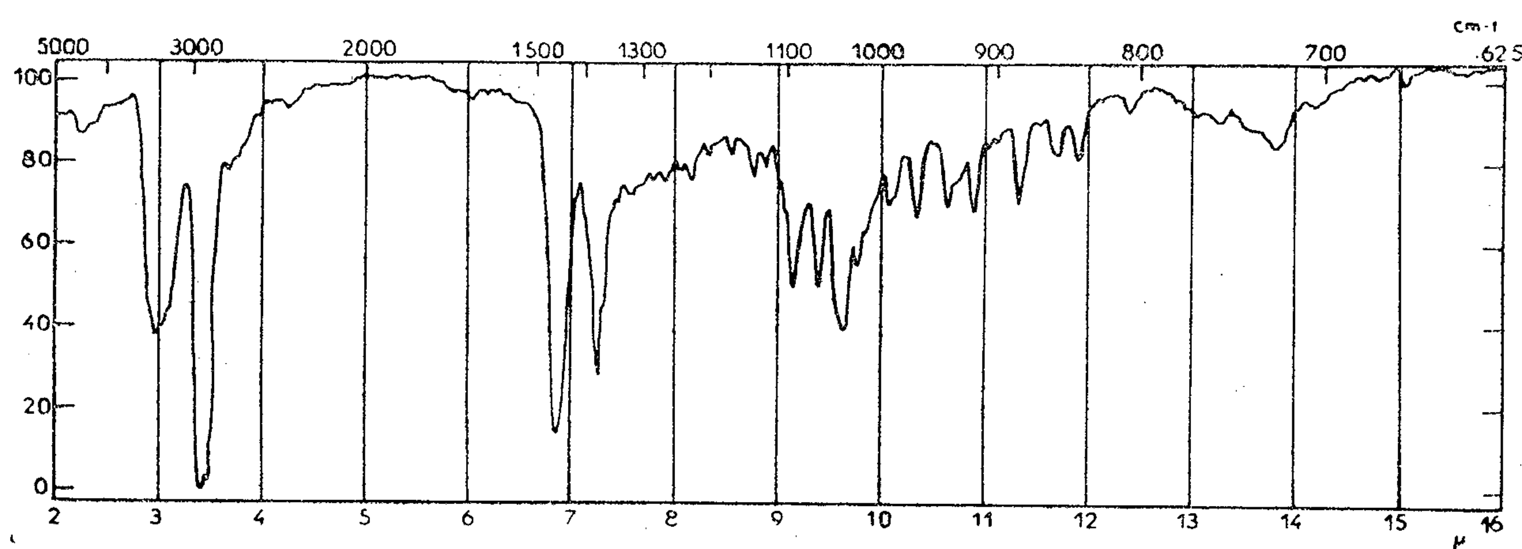


Fig. 1 *b*.

Fig. 1. — Spectres infrarouges mesurés avec un appareil Baird à double faisceau; substances dans le Nujol.

a. darutoside; *b*. darutigénol.

L'acétylation du darutoside dans la pyridine en présence d'anhydride acétique conduit à un *hexaacétate*, F 91-93°; $C_{38}H_{56}O_{14}$, $[\alpha]_D$ — 37° [calculé %, C 61,94; H 7,66; 6(CO)CH_3 12,24; trouvé %, C 61,86, H 7,69; (CO)CH_3 12,61]; le spectre infrarouge de cette substance ne montre plus de bande OH.

Le traitement de cet hexaacétate par l'acide perbenzoïque a donné un *époxyde* F 118-120°, $C_{38}H_{56}O_{15}$ $[\alpha]_D$ — 28° (calculé %, C 60,62; H 7,50; trouvé %, C 61,01; H 7,55).

Hydrolyse du darutoside. — L'hydrolyse par l'émulsine ou par l'élatérase [6] scinde le darutoside en une molécule de *darutigénol* et une molécule de *D-glucose*. Nous avons identifié ce dernier par sa rotation $[\alpha]_D + 53°$ (dans l'eau, après mutarotation), par chromatographie sur papier, par la préparation d'un pentaacétate F 130°, d'une phénylosazone, F 210° et du gluconate de potassium F 180°; (pas de dépression de fusion en mélange avec les dérivés authentiques).

Darutigénol. — Après cristallisation dans le benzène, puis dans l'alcool, on l'obtient sous forme de paillettes incolores F 168-170°, $[\alpha]_D - 11°$. Les analyses élémentaires correspondent à la formule $C_{20}H_{34}O_3$ [calculé %, C 74,49; H 10,63; 1(C)CH_3 4,65; trouvé %, C 74,54; H 10,69; (C)CH_3 6,14]. Il n'y a pas de méthoxyle.

Le spectre ultraviolet du darutigénol ne présente aucune absorption notable au-dessus de 220 mμ; son spectre infrarouge a une forte bande OH à 3 330 cm^{-1}; il n'y a pas de bande carbonyle dans la région de 1700 cm^{-1} (*fig.* 1 *b*).

Le darutigénol, en milieu acide, est facilement isomérisé en un mélange de deux *isodarutigénols* F 155°, $[\alpha]_D - 64°$ et F 183°, $[\alpha]_D + 15°$ que nous décrirons plus tard en détail. Ce sont ces produits d'isomérisation qu'on obtient par hydrolyse acide du darutoside, l'hydrolyse enzymatique conduisant seule au darutigénol. En atmosphère d'hydrogène et en présence de PtO_2, le darutigénol, en solution dans l'acide acétique, n'est que très partiellement hydrogéné mais surtout isomérisé en isodarutigénols.

L'isodarutigénol F 155° a donné un *triacétate* F 120°, $[\alpha]_D - 80°$ (le spectre infrarouge de cette substance ne présente plus de bande OH) [$C_{26}H_{40}O_6$, calculé %, C 69,61; H 8,99; 3(CO)CH_3 10,27; trouvé %, C 69,55; H 9,02; (CO)CH_3 9,58]. Nous avons obtenu ce même triacétate (même point de fusion, spectres infrarouge identiques) par isomérisation d'un acétate de darutigénol huileux.

Un traitement de ce triacétate par l'acide perbenzoïque a donné un *époxyde* F 110° ($C_{26}H_{40}O_7$, calculé %, C 67,21; H 8,68; trouvé %, C 67,50; H 8,65).

Ces essais prouvent la présence dans l'isodarutigénol F 155° de trois OH et d'une double liaison. Ces mêmes fonctions doivent se trouver dans le darutigénol étant donné que l'isomérisation conduisant à la formation de cet isodarutigénol consiste vraisemblablement en une migration de la double liaison. La formation de l'époxyde du hexaacétyl-darutoside confirme la présence d'une double liaison dans le darutigénol et la formation d'un hexaacétate de darutoside montre également la présence des trois OH dans le darutigénol.

La présence d'un groupement glycol-1.2 est indiquée par l'oxydation du darutigénol par le periodate qui donne une molécule de *formalaldéhyde* (identifié sous forme de son dérivé de dimédon, F 190°) et une *substance carbonylée* $C_{19}H_{30}O_2$, F 115° (semicarbazone F 235° ($C_{20}H_{33}O_2N_3$, F 235°, calculé %, C 69,12; H 9,57; N 12,09; trouvé, C 69,45; H 9,61; N 12,34). L'un des OH du darutigénol est donc primaire.

La déshydrogénation du darutigénol par le sélénium et par le palladium sur charbon a donné le *pimanthrène* (diméthyl-1.7 phénanthrène, $C_{16}H_{14}$), identifié par son picrate F 125° et les spectres infrarouge et ultraviolet, rigoureusement identiques à ceux d'un échantillon authentique que nous devons à O. Jeger (Zurich).

Rappelons que le pimanthrène est un produit de déshydrogénation de certains diterpènes tricycliques tels que l'acide *dextro*-pimarique, l'acide agathique, etc. ([7]).

Nos résultats montrent que le darutigénol est un diterpène tricyclique, trihydroxylé ayant une double liaison et un groupement glycol-1.2.

Le déplacement de la rotation moléculaire de — 34° à — 180° en passant du darutigénol au darutoside montre que ce dernier est un β-D-glucoside. (Rotation moléculaire du darutoside calculée selon W. Kline ([8]) : pour un α-D-glucoside : + 276° pour un β-D-glucoside : — 98°). L'hydrolyse enzymatique par l'émulsine et par l'élatérase est également en faveur de la présence d'une liaison β-glucosidique.

([1]) 25ᵉ Communication sur des substances terpéniques ; 24ᵉ Communication : E. Demole, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1883.

([2]) Cité par C. Daruty de Grandpré dans *Bull. Soc. Méd. de l'Ile Maurice*, 1888.

([3]) *Thèse Pharmacie*, Strasbourg, 1940.

([4]) Les rotations et spectres ultraviolets ont été mesurés dans l'alcool. Les points de fusion ont été pris sous le microscope avec l'appareil de Kofler et sont corrigés.

([5]) A. Stoll, E. Angliker, F. Barfuss, F. Kussmaul et J. Renz, *Helv. Chim. Acta*, **34**, 1951, p. 1460.

([6]) Obtenue grâce au Docteur P. R. Enslin, Pretoria; *voir* P. R. Enslin et S. Rehm, *Z. physiol. Chem.*, 303, 1956, p. 97.

([7]) Voir par exemple D. H. R. Barton, *Quart. Rev.*, 3, 1949, p. 36.

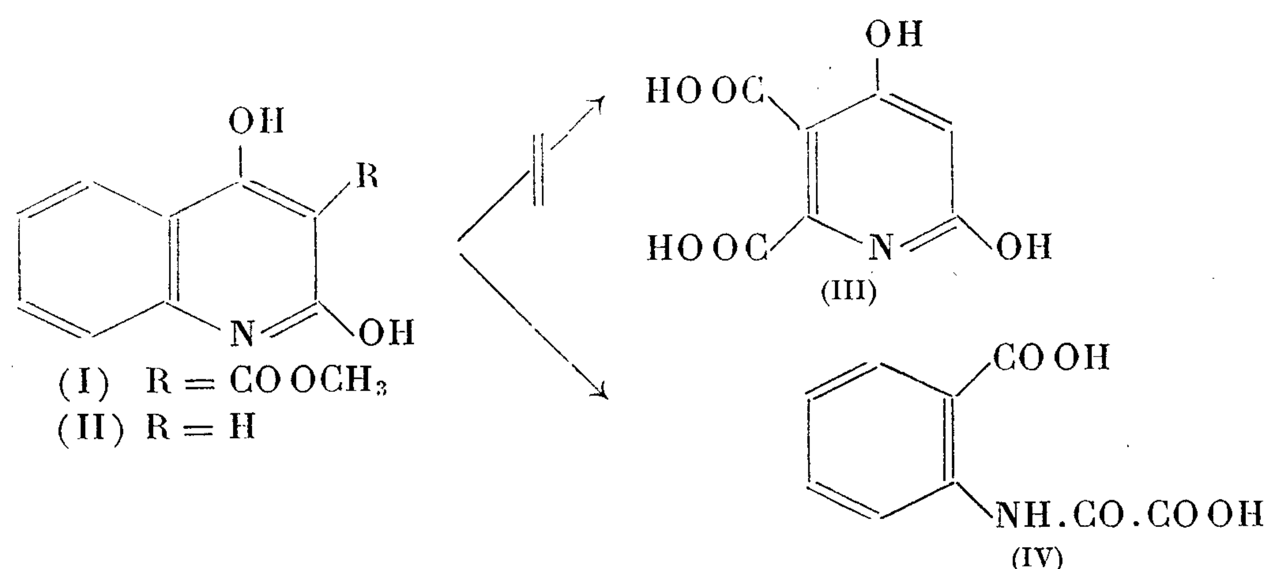
([8]) W. Klyne *Biochem. J.*, **47**, 1950, XLI; J. Staněk, *Chem. et Ind.*, 1956 p. 488.

CHIMIE ORGANIQUE. — *L'oxydation permanganique de la 2.4-dihydroxyquinoléine et de ses dérivés.* Note de MM. **Gjorgje Stefanović, Petar Prekajski** et **Mihailo Lj. Mihailovic**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'oxydation permanganique de la 2.4-dihydroxyquinoléine et de l'ester méthylique de l'acide 2.4-dihydroxyquinoléine-3-carboxylique ne conduit pas à l'acide 2.4-dihydroxypyridine-5.6-dicarboxylique mais fournit, par contre, l'acide *o*-carboxyoxanilique.

Une méthode pour vérifier la constitution de l'ester méthylique de l'acide 2.4-dihydroxyquinoléine-3-carboxylique (ester de G. Koller) ([1]) (I) consiste à oxyder cet ester par le permanganate de potassium et à étudier les produits obtenus. Afin de déterminer si les dérivés quinoléiques de ce type subissent, par oxydation permanganique, la rupture du noyau benzénique

ou pyridique, nous avons d'abord étudié un composé plus simple, notamment la 2.4-dihydroxyquinoléine (II). L'oxydation permanganique de ce dérivé quinoléique a déjà été effectuée, en 1936, par A. Meyer et P. Heimann ([2]) qui ont constaté que « l'oxydation en milieu alcalin et à chaud fournit l'acide 2.4-dihydroxypyridine-5.6-dicarboxylique (III) F 263° ». Ces auteurs, pourtant, ne donnent ni détails expérimentaux ni analyses



Étant donné que seul le noyau pyridique de la 2.4-dihydroxyquinoléine (III) et de l'ester de Koller (I) contient des substituants, on pourrait s'attendre à ce que le permanganate de potassium attaquât principalement le cycle contenant l'azote dans le noyau, c'est-à-dire la moitié pyridique de ces composés, conduisant ainsi à un acide *o*-aminobenzoïque substitué. L'oxydation permanganique en milieu alcalin et à chaud de la 2.4-dihydroxyquinoléine (II) a confirmé cette prévision; nous n'avons pas pu isoler l'acide III de Meyer et Heimann ([2]) mais seulement l'acide *o*-carboxyoxanilique (IV) F 203-204° (décomp.), avec un rendement de 38 %. Le même acide (IV) a été aussi obtenu en répétant l'oxydation permanganique mais sans addition de potasse ([3]). Le rendement en acide (IV) varie selon la quantité de permanganate utilisée pour l'oxydation; si l'on emploie une quantité équivalant à neuf atomes d'oxygène pour 1 mol de 2.4-dihydroxyquinoléine, l'acide *o*-carboxyoxanilique est obtenu avec un rendement de 27%, tandis que si la quantité de permanganate correspond à 5 atomes d'oxygène, le rendement augmente jusqu'à 40 %. De même, l'oxydation permanganique en solution aqueuse de l'ester de Koller ([1]) (quantité de permanganate équivalant à 7 atomes d'oxygène pour 1 mol d'ester) a également conduit à l'acide (IV), avec un rendement de 55 %.

Étant donné que nos résultats sur l'oxydation de la 2.4-dihydroxyquinoléine ne concordent pas avec ceux décrits par Meyer et Heimann ([2]), nous présentons ci-dessous quelques détails expérimentaux.

Toutes les oxydations ont été effectuées en ajoutant lentement une solution aqueuse de permanganate de potassium (à 3 %) à une suspension du dérivé quinoléique dans l'eau, tout en agitant mécaniquement et en

maintenant la température du mélange réactionnel à 70° pendant toute la durée de l'opération. L'excès de permanganate étant décomposé par l'acide sulfureux dilué, le bioxyde de manganèse est essoré à la trompe et lavé plusieurs fois à l'eau chaude. Après avoir acidulé le filtrat avec de l'acide chlorhydrique concentré, on laisse reposer 24 h et ensuite on recueille par filtration l'acide *o*-carboxyoxanilique (IV), sous forme de petites aiguilles blanches. On peut isoler une quantité additionnelle d'acide (IV) par extraction du filtrat à l'éther. Si l'acide obtenu est trop impur pour être directement recristallisé, on l'extrait à l'éther, on chasse le solvant et le résidu est ensuite recristallisé dans l'eau. On peut aussi purifier l'acide (IV) par dissolution dans la soude aqueuse (à 10 %) et reprécipitation par l'acide chlorhydrique dilué. L'oxydation en milieu alcalin de la 2.4-dihydroxyquinoléine (II) (dissoute dans une solution aqueuse de potasse à 2,5 %) a été effectuée d'une manière semblable. Après essorage du bioxyde de manganèse on neutralise le filtrat avec de l'acide nitrique dilué et l'on concentre la solution sous vide. L'acide *o*-carboxyoxanilique (IV) est précipité par addition de l'acide nitrique dilué, jusqu'à réaction fortement acide.

L'acide *o*-carboxyoxanilique (IV) a été caractérisé par les propriétés suivantes : F 203-204° (décomp.) (recristallisé dans l'eau), l'essai au mélange avec un spécimen authentique F 208°, obtenu par condensation de l'acide oxalique avec l'acide anthranilique (4), n'abaissant pas le point de fusion. Analyse pour $C_9H_7O_5N.H_2O$, trouvé %, H_2O 7,83 (après séchage à 65°); calculé %, H_2O 7,93. Analyse pour $C_9H_7O_5N$, trouvé %, C 51,69; H 3,39; N 6,55; calculé %, C 51,68; H 3,37; N 6,69. Poids moléculaire, trouvé 210,6 (titré par la soude en présence de phénolphtaléine), calculé 209,2. Par action du diazométhane, l'acide (IV) a été transformé en son ester diméthylique F 151°,5 (5).

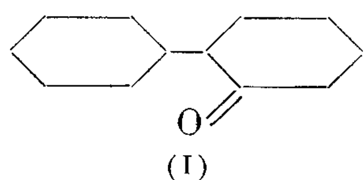
(1) *Ber.*, 60, 1927, p. 1108.
(2) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 264.
(3) H. Skraup, *Monatsh.*, 2, 1881, p. 147.
(4) M. Kretschy, *Monatsh.*, 5, 1884, p. 16.
(5) E. Späth et H. Bretschneider, *Ber.*, 63, 1930, p. 2998.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur des différences de réactivité entre les cyclohexylcyclohexanones ortho et para*. Note de MM. **N. P. Buu-Hoï, T. Ba Loc** et **N. Dat Xuong**, présentée par M. Marcel Delépine.

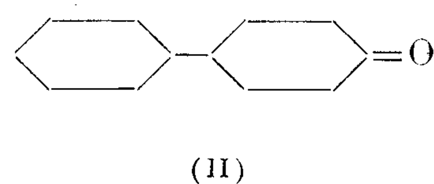
Il est montré qu'entre les cyclohexylcyclohexanones *ortho* et *para*, il existe des différences intéressantes de réactivité, la *p*-cyclohexylcyclohexanone se prêtant aisément aux réactions de Pfitzinger, et non l'isomère *ortho*; des observations analogues sont faites en ce qui concerne les condensations avec les aldéhydes aromatiques,

A de nombreuses reprises (1), il a pu être montré que la réaction de

Pfitzinger (condensation de l'isatine avec les cétones $R—CH_2—CO—R'$ en milieu alcalin, donnant naissance à des acides cinchoniniques) est éminemment sensible à l'empêchement stérique; en particulier, la présence de substituants volumineux au voisinage de la fonction cétone fait décroître les rendements, et souvent même rend impossibles de telles réactions. De ce point de vue, il nous a paru intéressant d'examiner l'influence du groupement *cyclohexyle*, qui est un radical particulièrement encombrant, et, pour une telle étude, nous avons choisi comme matières premières deux cétones cyclaniques : les cyclohexylcyclohexanones *ortho* (I) et *para* (II). Ce sont là en effet des substances



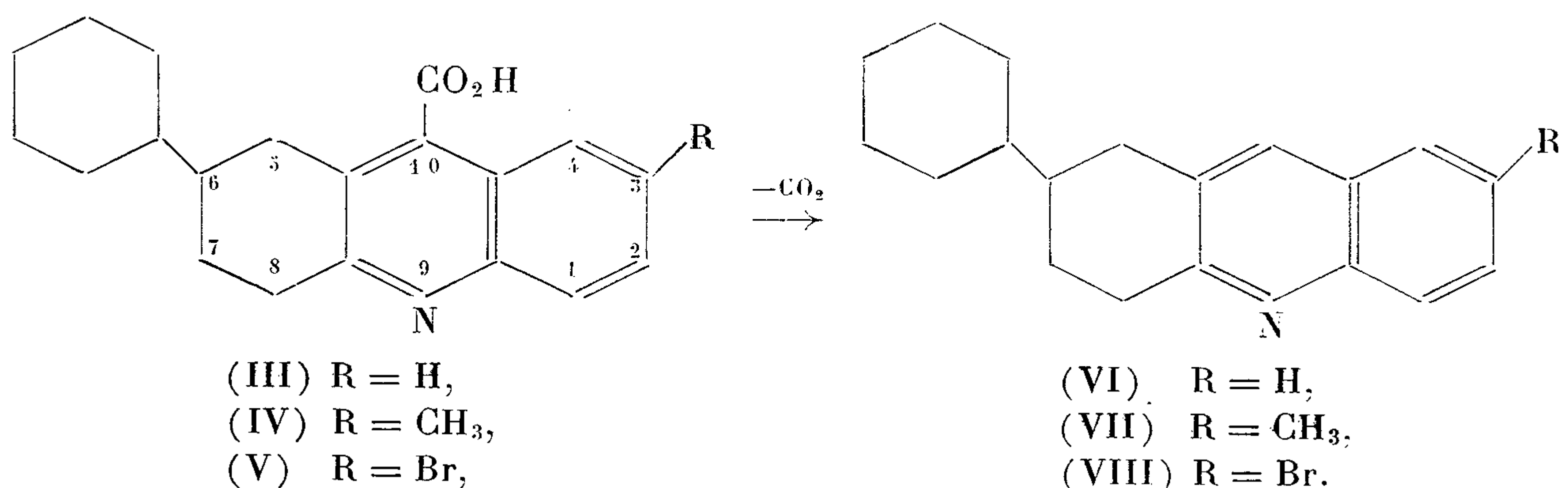
(I)



(II)

devenues aisément accessibles depuis que l'hydrogénation catalytique des *o*- et *p*-hydroxybiphényles livre au commerce les *o*- et *p*-cyclohexylcyclohexanols, qu'il suffit ensuite d'oxyder en cétones par l'acide chromique. Les cyclohexylcyclohexanones ainsi préparées ont ensuite été soumises à des réactions de Pfitzinger avec l'isatine, la méthyl-5 isatine, et la bromo-5 isatine, dans des conditions expérimentales identiques pour les deux isomères (48 h de réaction au sein de l'éthanol bouillant).

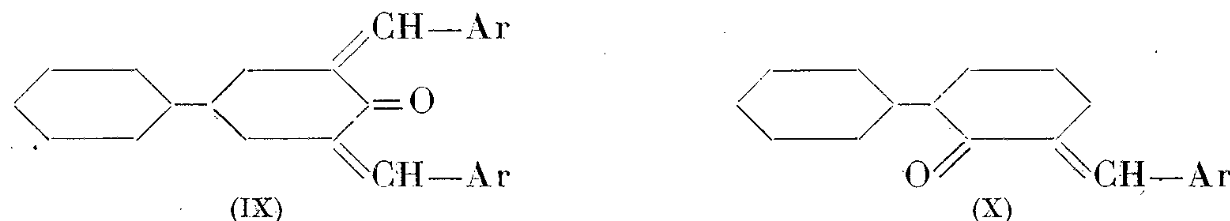
L'expérience a confirmé nos prévisions, la *p*-cyclohexylcyclohexanone ayant fourni avec d'excellents rendements les acides cinchoniniques attendus, alors qu'avec l'*o*-cyclohexylcyclohexanone, aucun acide cinchoninique n'a été obtenu, même lorsque la durée de réaction a été portée à 4 jours. A partir de l'acide cyclohexyl-6 tétrahydro-5.6.7.8 acridine-10 carboxylique (III) et de ses dérivés méthylé (IV) et bromé (V), il est aisé, par décarboxylation thermique, de préparer la cyclohexyl-6 tétrahydro-5.6.7.8 acridine (VI) et ses dérivés méthylé (VII) et bromé (VIII).



(III) R = H, (IV) R = CH_3, (V) R = Br; (VI) R = H, (VII) R = CH_3, (VIII) R = Br.

L'inertie remarquable de l'*o*-cyclohexylcyclohexanone dans les réactions de Pfitzinger possède son équivalent dans le cas, plus simple, des condensations avec les aldéhydes aromatiques nucléaires. En effet, alors qu'il nous a été très facile de faire réagir sur la *p*-cyclohexylcyclohexanone les aldéhydes les plus

variés [on obtient ainsi des (bis-arylidène)-3.5 cyclohexyl-4 cyclohexanones (IX)], nous n'avons pas encore réussi jusqu'à présent à préparer, par la même méthode (milieu éthanol, catalyse par la soude aqueuse), de dérivés arylidéniques (X) à partir de l'*o*-cyclohexylcyclohexanone.



Nous indiquons brièvement ci-dessous les principales propriétés des composés nouveaux obtenus au cours de notre travail :

Acide cyclohexyl-6 tétrahydro-5.6.7.8 acridine-10 carboxylique (III). — Cristallise de l'acide acétique en fines aiguilles jaunâtres, F 321°; Rdt : 10 g pour 10 g de cétone ($C_{20}H_{23}O_2N$, calculé %, C 77,7 et H 7,4; trouvé %, C 77,4 et H 7,7); par chauffage au-dessus de son point de fusion, cet acide donne la *cyclohexyl-6 tétrahydro-5.6.7.8 acridine* (VI), cristallisant de la ligroïne en aiguilles incolores, brillantes, F 101° ($C_{10}H_{23}N$, calculé %, C 86,0 et H 7,9; trouvé %, C 85,8 et H 7,7), et donnant un *picrate* cristallisant de l'éthanol en fines aiguilles jaunes, F 221°.

Acide méthyl-3 cyclohexyl-6 tétrahydro-5.6.7.8 acridine-10 carboxylique (IV). — Cristallise de l'acide acétique en prismes jaunâtres, F 337° (déc.) ($C_{21}H_2O_{22}$ N, calculé %, C 78,0 et H 7,7; trouvé %, C 77,8 et H 7,6); la *méthyl-3 cyclohexyl-6 tétrahydro-5.6.7.8 acridine* (VII) cristallise de l'éther de pétrole en aiguilles incolores, brillantes, F 152° ($C_{20}H_{25}N$, calculé %, C 86,0 et H 9,0; trouvé %, C 85,7 et H 8,8), le rendement de la décarboxylation étant de 70 %.

Acide bromo-3 cyclohexyl-6 tétrahydro-5.6.7.8 acridine-10 carboxylique (V). — Cristallise de l'acide acétique en fins prismes jaunâtres, F 345° (déc.); Rdt : 15 g pour 10 g de cétone ($C_{20}H_{22}O_2NBr$, calculé %, C 61,9 et H 5,7; trouvé %, C 61,6 et H 5,7); la *bromo-3 cyclohexyl-6 tétrahydro-5.6.7.8 acridine* (VIII) cristallise de la ligroïne en fines aiguilles incolores, F 162°, le rendement de la décarboxylation étant très inférieur aux deux cas précédents ($C_{19}H_{22}NBr$, calculé %, N 4,2; trouvé %, N 4,0).

(*Bis-benzylidène*)-3.5 *cyclohexyl-4 cyclohexanone* (IX; Ar = C_6H_5). — Se prépare avec des rendements de 80%, en traitant une solution de 1 mol de cétone et 2 mol de benzaldéhyde dans l'éthanol, par quelques gouttes de soude aqueuse à 25%; le précipité jaune cristallise presque aussitôt, et par recristallisation dans l'éthanol, on obtient de fines aiguilles jaunâtres brillantes, F 108° ($C_{26}H_{28}O$, calculé %, C 87,6 et H 7,9; trouvé %, C 87,3 et H 7,7). La (*bis-p-fluorobenzylidène*)-3.5 *cyclohexyl-4-cyclohexanone*, préparée à partir de l'aldéhyde *p*-fluorobenzoïque, cristallise de l'éthanol + benzène en prismes jaunâtres, F 131° ($C_{26}H_{26}OF_2$, calculé %, C 79,6 et H 6,6; trouvé %, C 80,0 et H 6,3). La (*bis-p-chloro-benzylidène*)-3.5 *cyclohexyl-4 cyclohexanone* cristallise de l'éthanol en aiguilles jaunâtres, F 150° ($C_{26}H_{26}OCl_2$, calculé %, C 73,4 et H 6,1; trouvé %, C 73,7 et H 6,3). La (*bis-pipéronylidène*)-3.5 *cyclohexyl-4 cyclohexanone* cristallise de l'éthanol en aiguilles jaunes, F 157° ($C_{28}H_{28}O_5$, calculé %, C 75,7 et H 6,3; trouvé %, C 75,4 et H 6,5). La réaction de la cétone (I) avec les aldéhydes sera examinée dans un autre mémoire.

(1) Première publication sur ce sujet : N. P. Buu-Hoï et P. Cagniant, *Bull. soc. chim.*, 13, 1946, p. 123-124; publication la plus récente : N. P. Buu-Hoï, M. Sy et N. D. Xuong, *Bull. soc. chim.*, 1956, p. 629.

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur des analyses de précipitations fractionnées et leur rapport avec la théorie de formation de la pluie.* Note de M. **Francis Borrel**, présentée par M. André Danjon.

Des dosages de sodium ayant été effectués dans des précipitations fractionnées, on a constaté que la décroissance de concentration en Na, en fonction de la quantité d'eau tombée au cours d'une même pluie, est d'allure exponentielle. Les concentrations en Na dans les dernières fractions d'une précipitation sont en bon accord avec les valeurs qui résultent du mécanisme de formation des pluies actuellement admis.

Des analyses de précipitations fractionnées ont été effectuées à l'Observatoire Météorologique de Magny-les-Hameaux. Les dosages ont porté sur le sodium, le potassium et le calcium, dosés par spectrophotométrie d'une flamme. Cette méthode est exacte à 1 ou 2 % près, selon la teneur des échantillons, qui peuvent être concentrés si cela est nécessaire, et a permis d'atteindre, sans concentration préalable, une sensibilité de l'ordre de 3.10^{-9} pour le sodium, 10^{-8} pour le potassium, et 10^{-7} pour le calcium.

En raison des faibles teneurs de l'eau de pluie en ces éléments, et de la nécessité d'opérer sur des échantillons d'un volume suffisamment restreint, le pluviomètre utilisé pour recueillir les échantillons n'ayant qu'une surface de 0,6 m² (600 ml d'eau par millimètre de pluie), le sodium seul a été dosé dans les dernières fractions de pluie recueillies. Dans les résultats de ces dosages, on ne fera état que des teneurs trouvées pour cet élément. Sur une trentaine de précipitations analysées, six ont pu être fractionnées. Les résultats, rapportés ci-après, comprennent la nature de la précipitation et la hauteur d'eau tombée, les dates et heures TU de début et de fin, la nature du nuage précipitant, la valeur de chaque fraction analysée exprimée en pour-cent du total de la précipitation, et la teneur correspondante en sodium exprimée en milligrammes par litre.

I. — *Pluie;* 14,8 mm; du 28 octobre 1953 à 17 h au 29 octobre à 8 h; *Nimbostratus.*

Fraction % de la précipitation..	5,7	5,9	12,1	13,4	13,2	15,3	15,0	6,6	6,2	6,6
Na (mg/l)......	2,58	0,054	0,019	0,039	0,029	0,020	0,019	0,016	0,011	0,014

II. — *Pluie;* 12,8 mm; du 12 janvier 1954 à 17 h 30 au 13 janvier à 17 h 55; *Nimbostratus.*

Fraction % de la précipitation....	2,8	1,5	3,9	4,0	4,2	7,0	7,2	3,7	27,6	38,1
Na (mg/l)........	3,78	2,57	0,74	0,49	0,33	0,20	0,25	0,22	0,16	0,040

III. — *Neige;* 8,4 mm; du 3 janvier 1955 à 8 h au 4 janvier à 12 h 30; *Nimbostratus.*

Fraction % de la précipitation.....	80,9	14,2	4,9
Na (mg/l)........................	0,079	0,150	0,025

IV. — *Pluie;* 2,3 mm; du 10 janvier 1955 à 16 h 35 au 11 janvier à 2 h; *Nimbostratus.*

Fraction % de la précipitation.....	18,2	26,8	29,4	25,6
Na (mg/l)......................	0,363	0,116	0,079	0,201

V. — *Pluie;* 20,0 mm; du 11 janvier 1955 à 22 h au 12 janvier à 14 h 30; *Nimbostratus.*

Fraction % de la précipitation.	6,9	5,8	13,7	12,5	13,1	10,0	5,1	6,1	13,7	13,1
Na (mg/l).....	0,115	0,136	0,045	0,011	0,010	0,028	0,034	indos.	0,005	indos.

VI. — *Pluie;* 3,0 mm; le 21 janvier 1955 de 16 h à 23 h 45; *Nimbostratus.*

Fraction % de la précipitation......	26,5	28,3	45,2
Na (mg/l).......................	1,07	0,102	0,011

Il ressort des six analyses précédentes que :

1° Au cours d'une pluie, la concentration en éléments dans l'eau, en fonction de la quantité d'eau tombée, décroît très rapidement, cette décroissance affectant en première approximation une allure exponentielle. Ce qui s'explique bien en admettant, depuis les études de Boussingault en 1857-1858 sur l'acide nitrique dans les eaux météoriques, études citées par Th. Schlœsing ([1]), que la pluie effectue un lessivage de l'air.

Les chutes de pluie n^os^ I, II, V et VI ont présenté, entre les fractions de début et de fin, des teneurs en Na qui sont dans des rapports pratiquement compris entre 50 et 200 au plus.

2° Vers la fin des précipitations abondantes, comme cela apparaît dans les cas I et V, la concentration en sodium tend à devenir constante. Le lessivage de l'atmosphère peut être considéré comme terminé, et l'on ne trouve alors que les seuls éléments apportés par le phénomène de formation de la pluie. A ce moment, l'ordre de grandeur des concentrations en sodium dans l'eau de pluie semble inférieur ou au plus égal à 10^{-8}.

Les valeurs trouvées dans les dernières fractions semblent en accord avec le mécanisme de formation des pluies actuellement admis. En première approximation, les gouttes de pluie, entre 10 et 100 μ de rayon, grossissent d'abord uniquement par apport de vapeur. Il en résulte que, pendant cette période, les gouttelettes voient leur concentration en éléments décroître dans la proportion de 1 à 10^{-3}. Puis, pour un rayon supérieur à 100 μ, il semble que le grossissement des gouttelettes ne se poursuive que par coalescence, et à ce moment la concentration en éléments ne varie plus. On devrait donc s'attendre à ce que les dernières fractions des pluies soient environ mille fois moins concentrées, que l'eau des nuages. Le cas n° I indique une concentration en Na, dans les dernières fractions de la pluie, de l'ordre de 10^{-8}, la concentration dans les gouttelettes initiales du nuage devrait donc être de l'ordre de 10^{-5}. Dans le cas n° V, on trouverait de même une concentration initiale dans le nuage au plus égale

à 5.10^{-6}. Or, Bricard ([2]) a effectué des mesures d'ion chlore dans les nuages, et a trouvé des concentrations de l'ordre de 5.10^{-6}. Il apparaît donc qu'il y a bon accord entre les concentrations mesurées dans les nuages et celles calculées à partir des concentrations mesurées dans les précipitations.

Le dosage simultané d'un élément dans un nuage et dans la précipitation qu'il donne ne semble pas, à notre connaissance, avoir été effectué, et l'on ne dispose donc pas pour l'instant, dans ce domaine, d'un contrôle plus rigoureux de la théorie de formation de la pluie.

([1]) *Encyclopédie chimique*, **10**, 1885, p. 20-23.
([2]) *Revue scientifique*, 1940, p. 35-36.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Influence de la composition minérale du milieu de culture et d'une carence potassique sur les acides carboxyliques non volatils de* C_2 *à* C_6*, les acides aminés hydrosolubles et les glucides hydrosolubles dans les cultures de tissus de* Citrus limonum. *Comparaison entre les cultures de tissus et les plantules de* Citrus limonum *quant à ces composés.* Note (*) de MM. **Roger Raveux**, **Josy Bové** et Mme **Colette Bové**, présentée par M. Roger Heim.

Les cultures de tissus de *Citrus limonum* ont été obtenues récemment à partir de fragments tigellaires de jeunes plantules sur un milieu renfermant en particulier du glucose, de l'acide naphtyl-acétique et du lait de Coco ([1]). Si l'on cultive ces tissus respectivement sur les trois milieux suivants : milieu G dont les macroéléments sont apportés par la solution de Gautheret (milieu de Knop dilué de moitié), milieu H où la solution de Heller pour les macroéléments remplace la solution de Gautheret, et milieu I identique au milieu G, sauf pour la concentration en potassium qui est 22 fois plus faible, on constate que la croissance absolue aussi bien que relative est plus intense sur le milieu H, en particulier plus riche en potassium, que sur le milieu G, et que la croissance est très faible sur le milieu I carencé en potassium.

Nous avons voulu voir si ces différences se reflétaient dans la nature et les teneurs de certains composés du métabolisme intermédiaire et de certains produits de base des synthèses tissulaires : acides carboxyliques non volatils de C_2 à C_6, acides aminés solubles et glucides solubles, d'une part dans les cultures de tissus des milieux G, H ou I, d'autre part dans les plantules, matériel de base pour l'obtention de ces cultures de tissus. (La concentration en potassium des milieux G, H et I est respectivement de 2,2, 10,0 et 0,1 milli-ions K^+ par litre.)

L'extraction des composés hydrosolubles et leur séparation en trois groupes (acides carboxyliques, acides aminés et glucides solubles) comportent essentiellement les étapes suivantes : congélation du matériel végétal dans l'azote liquide, broyage dans un broyeur à billes, homogénéisation dans un homogénéiseur Poter, mise en contact et agitation de l'homogénéisat successivement avec une résine cationique (Permutite 50) sous forme H^+ qui fixe les acides aminés, et avec une résine anionique (Dower 2) sous forme CO_3^{--} qui retient les acides carboxyliques. Pendant l'agitation de l'homogénéisat avec la résine cationique, le milieu devient acide, et les acides carboxyliques sont libérés quantitativement de leurs combinaisons insolubles ou peu solubles éventuelles. En outre pendant le contact de l'homogénéisat avec l'une ou l'autre des deux résines on observe une floculation de protéines, et les risques d'une action enzymatique post-mortale sont fortement diminuées ([2]), d'autant plus que toutes les opérations sont effectuées autour de 0° C. Les acides carboxyliques sont élués par $CO_3(NH_4)_2$ M et NaOHN, et les acides aminés par NH_4OHN. Les glucides solubles sont séparés des débris cellulaires par centrifugation et concentrés à sec par sublimation sous vide. Les acides carboxyliques sont déterminés par chromatographie sur colonne de silice suivant une méthode originale, puis par chromatographie sur papier à deux dimensions. Les acides aminés sont déterminés par chromatographie à une et à deux dimensions dans divers mélanges de solvants, et par chromatographie sur colonne de Dowex 50. Les glucides hydrosolubles sont chromatographiés à une dimension et déterminés colorimétriquement après élution des taches.

Le tableau ci-dessous rend compte de nos déterminations :

	Plantules.		Tissus I K = 0,1 mI/l.		Tissus G K = 2,2 mI/l.		Tissus H K = 10 mI/l.	
	(a).	(b).	(a).	(b).	(a).	(b).	(a).	(b).
Acides carboxyliques totaux	0,288	–	0,217	–	0,260	–	0,275	–
Acide malique	0,168	58,3	0,111	51,0	0,121	46,5	0,110	40,1
» citrique	0,040	13,9	0,049	22,5	0,075	28,7	0,101	36,7
» non identifié	0,046	16,0	0,042	19,3	0,046	17,9	0,040	14,5
» oxalique	0,005	1,7	0,005	2,3	0,010	4,0	0,007	2,6
» lactique	0,026	9,0	0,006	3,0	0	0	0,007	2,6
» succinique	0	0	0,002	1,0	0,006	2,3	0,004	1,5
» fumarique	0,003	1,0	0,001	0,6	0,001	0,5	0,001	0,4
» glycolique	0	0	0	0	0	0	traces	–
» isocitrique	0	0	0	0	0	0	0,004	1,5
Glucides solubles totaux	2,10	–	0,655	–	0,755	–	0,475	–
Glucose	1,48	70,5	0,190	29,0	0,150	20,0	0,090	18,9
Fructose	0,54	25,7	0,085	13,0	0,040	5,2	0,055	11,6
Saccharose	0,08	3,8	0,380	58,0	0,565	74,8	0,330	69,5
Acides aminés totaux	–	–	811	–	618	–	350	–
Proline	–	–	545	67,2	433	70,2	248	70,9
β-alanine	–	–	73	9,1	85	13,8	24	6,8
Acide γ-aminobutyrique	–	–	134	16,5	32	5,2	22	6,3
Arginine	–	–	25	3,1	27	4,3	26	7,3
Acide aspartique	–	–	5	0,6	11	1,8	10	2,7

(*a*) En millimolécules par gramme de matière sèche.

(*b*) En pour-cent des acides carboxyliques totaux, des glucides solubles totaux et des acides aminés solubles totaux.

Ces résultats montrent que pour les composés étudiés, il n'y a pas de différences qualitatives importantes entre les plantules et les cultures de tissus. Cependant le pourcentage d'acide citrique est nettement plus élevé dans les cultures de tissus que dans les plantules; pour les acides malique et lactique, c'est l'inverse : il y en a davantage dans les plantules. Dans les cultures de tissus comme dans les plantules, nous avons mis en évidence un composé acide indéterminé qui ne correspond à aucun des acides carboxyliques communs des végétaux.

Nous avons trouvé dans les plantules les mêmes acides aminés hydrosolubles que dans les cultures de tissus, mais la proportion de proline et d'acide γ-aminobutyrique est beaucoup plus faible dans les plantules. Il convient de noter dans les cultures de tissus les quantités importantes d'acide γ-aminobutyrique et de β-alanine. Les différences quantitatives les plus nettes se rapportent aux glucides solubles : les plantules sont riches en sucres réducteurs (glucose et fructose), mais contiennent très peu de saccharose, alors que ce sucre domine dans les cultures de tissus où, d'autre part, le glucose est plus abondant que le fructose. Or on sait que l'acide indole-acétique favorise la synthèse du saccharose et la pénétration dans les tissus végétaux de l'ose du milieu nutritif ([3]). Il se peut que l'acide naphtyl-acétique ait une action analogue, et ainsi serait expliqué, d'une part l'accumulation du saccharose dans les cultures de tissus et, d'autre part, le pourcentage plus élevé de glucose par rapport à celui du fructose.

Les cultures de tissus se caractérisent par leur forte concentration en proline et en acide citrique. Sur le milieu H, à la fois plus riche en potassium et plus pauvre en calcium que le milieu G, et où la croissance est meilleure que sur le milieu G, les tissus renferment moins d'acides aminés et de glucides hydrosolubles; ces composés seraient mieux utilisés que dans les tissus G pour la création de nouveaux tissus, ce qui se refléterait dans l'état des acides carboxyliques, plus variés dans les tissus H.

La carence en potassium se traduit par une teneur plus élevée en hexoses réducteurs (glucose et fructose) et en acides aminés solubles, mais par une acidité organique plus faible, résultat d'une moindre concentration en acide citrique. Les tissus I, carencés en potassium, fournissent donc pour ainsi dire une image « négative » de celle que donnent les tissus H.

Quand les tissus carencés ont été prélevés pour l'analyse, la carence en potassium était déjà établie depuis un certain temps pendant lequel il a pu s'établir un nouvel état d'équilibre, d'ailleurs transitoire, entre les constituants des tissus. L'effet de la carence, reflété par les différences que présentent les tissus carencés par rapport aux tissus normaux, est un effet global, indirect, plutôt qu'un effet direct.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) G. Morel et J. Bové, *Revue générale de Botanique* (sous presse).

(2) E. Roux, Laboratoire de Biologie végétale, C. E. A., Saclay, Communication orale.

(3) A. Goris, *Ann. Biol.*, 30, 1954, p. 297-318.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de la colchicine sur la croissance et la différenciation de l'appareil végétatif de* Chara vulgaris L. Note de Mlle **Cécile Delay**, présentée par M. Roger Heim.

On sait que chez les Characées toute la plante se construit à partir d'une cellule initiale apicale : cette cellule se divise transversalement et la cellule fille la plus inférieure est à son tour le siège d'une mitose axiale. Le segment inférieur ainsi formé se différencie, s'allongeant considérablement (cellule internodale), tandis que le segment supérieur (cellule nodale primordiale) garde la potentialité de se diviser, et est à l'origine de la formation des « nœuds », des rameaux verticillés, des bourgeons axillaires et du cortex qui, chez les *Chara*, recouvre les cellules internodales de la tige (1). Il nous a paru intéressant d'étudier l'action de la colchicine sur ces plantes chez lesquelles la multiplication des cellules et leur différenciation ultérieure obéissent à des règles strictes : c'est pourquoi nous avons traité des thalles de *Chara vulgaris* L. (1) par différentes solutions de colchicine (0,01, 0,02, 0,04, 0,08 et 0,16 %) pendant des durées variables (quatre mois au maximum) et observé les résultats de l'action de l'alcaloïde sur les cellules qui entrent en division pendant le traitement et sur celles qui, formées avant le début de l'expérience, se différencient en milieu colchiciné.

La solution la plus concentrée (0,16 %) est pleinement stathmocinétisante et provoque la polyploïdisation des cellules qui entrent en mitose : en conséquence, l'initiale cesse de fonctionner; les jeunes cellules nodales, situées sous la cellule apicale deviennent elles-mêmes polyploïdes et il ne se construit aucun nouveau verticille de rameaux pendant la durée de l'expérience. Les solutions à 0,08 et 0,04 % ne se montrent que partiellement mitoclasiques (mélange de *c*-mitoses complètes et partielles à la concentration de 0,08 % et mélange de mitoses normales et anormales à la concentration de 0,04 %); en relation avec des perturbations dans le fonctionnement fusorial, des anomalies morphologiques apparaissent dès la formation des premiers nœuds, de leurs verticilles et du cortex de la tige. La multiplication cellulaire se trouve pratiquement arrêtée dans la solution à 0,08 % et très ralentie dans la solution à 0,04 %, où, cependant, de nouveaux rameaux verticillés peuvent se former encore sur certains axes moins sensibles que d'autres à l'action colchicinique.

La colchicine aux concentrations de 0,02 et 0,01 % n'a pas d'action mitoclasique; les plantes qui ont séjourné dans ces solutions ne présentent pas de malformations morphologiques et continuent à s'accroître; toutefois le nombre de verticilles formés dans ces conditions est notablement plus faible que chez les témoins pendant le même temps. Dans ces solutions, la présence de rhizoïdes très allongés et très ramifiés est fréquente, alors que ces formations ne se développent pas, ou demeurent très courtes, dans les solutions plus concentrées.

L'élongation des jeunes cellules, formées avant le début du traitement, mais n'ayant pas atteint leur taille définitive est bloquée presque complètement par la colchicine en solution à 0,16 %. Au lieu de s'allonger, ces cellules subissent une forte croissance isodiamétrique et, au bout d'un ou deux mois de traitement, l'extrémité des plantes, dont la tige est fortement épaissie (diamètre de 600 μ, alors que le diamètre normal est de 400 μ), apparaît comme une rosette aplatie où les rameaux verticillés supérieurs, presque perpendiculaires à la tige, sont formés de cellules ovoïdes. Dans la solution à 0,08 %, l'élongation des jeunes entrenœuds se poursuit, bien qu'étant notablement plus faible que normalement; pour des traitements prolongés (trois ou quatre mois), les cellules internodales supérieures apparaissent partiellement ou complètement dépourvues de cortex, portant à leur extrémité un « système initial » morphologiquement aberrant. Dans les thalles traités par des solutions à 0,08 et 0,04 %, on observe aussi parfois un épaississement anormal des cellules des jeunes rameaux verticillés, ou des jeunes cellules internodales; mais, dans tous les cas, l'allongement des cellules est plus grand que leur élargissement.

Au cours d'expériences durant un ou deux mois, les cellules des extrémités des axes dont la croissance a été bloquée par la colchicine à 0,16 % se différencient. Les cellules apicales se vacuolisent, les chloroplastes y devenant plus nombreux, plus volumineux, riches en amidon. Lors de traitements très prolongés (quatre mois), les cellules apicales des bourgeons axillaires, normalement larges de 50 μ, se transforment en énormes sphères vertes, de 400 μ de diamètre, présentant une structure de cellule internodale : grande vacuole centrale, cytoplasme pariétal contenant un très grand nombre de noyaux (pouvant dépasser la centaine) et des chloroplastes avec grains d'amidon. Chez les plantes traitées par des solutions moins concentrées, la différenciation des cellules apicales est moins spectaculaire; mais les nœuds proches de l'apex se montrent plus différenciés que chez les témoins au même niveau : ce vieillissement se traduit par une plus grande richesse en amidon de la plupart des cellules et par une différenciation plus marquée des cellules mères des rhizoïdes, bien reconnaissables à leurs caractères cytologiques spéciaux (cytoplasme dense, noyau volumineux à gros nucléole, absence d'amidon).

Les rameaux traités par des solutions à 0,08 et 0,16 % de colchicine, pendant un ou deux mois ne reprennent pas leur croissance normale si on les place à nouveau dans leur milieu naturel. Toutefois, des axes secondaires importants se développent, et l'on observe à chaque nœud, à côté du bourgeon axillaire habituel, le développement de plusieurs pousses de morphologie simple. De plus, on constate la formation de rhizoïdes très longs et très ramifiés, formant un véritable lacis, perceptible à l'œil nu. Chez les plantes témoins, ces formations étaient rares et n'atteignaient en aucun cas une importance comparable à celle que nous avons observée chez les thalles traités par la colchicine et placés à nouveau dans leur milieu naturel.

En conclusion, nous pouvons dire que la colchicine à des concentrations faibles (0,01 et 0,02 %), inférieures au seuil d'action mitoclasique, réduit la croissance des rameaux de *Chara* : cellule apicale se divisant moins activement, et, par conséquent, nœuds et verticilles de rameaux se formant en plus petit nombre que chez les plantes témoins pendant la même période. Dans les solutions relativement concentrées, pleinement stathmocinétisantes (0,16 %), les thalles peuvent vivre plusieurs mois, la croissance des plantes par multiplication cellulaire étant nulle; les cellules se différencient « sur place » et l'on observe la formation de chlorophylle et d'amidon dans les cellules apicales, ainsi qu'une croissance endomitotique des noyaux, suivie de leur fragmentation; ces processus sont ceux que l'on observe normalement lors de la différenciation des cellules internodales. La croissance isodiamétrique des membranes, observée pour la même concentration dans les cellules qui n'avaient pas achevé leur élongation avant le début de l'expérience, peut se comparer à celle qui a été décrite dans les cellules de la région sub-apicale des méristèmes radiculaires des plantes supérieures, provoquant la tuméfaction (effet « *c*-tumeur ») : ce phénomène a été interprété par divers auteurs (3) comme l'indice d'une intervention de la colchicine dans les mécanismes auxiniques réglant la croissance de la plante. La multiplication des pousses secondaires et la rhizoïdogénèse observées chez les plantes placées à nouveau dans l'eau après traitement colchicinique, sont peut-être aussi l'indice d'une action de l'alcaloïde sur de tels mécanismes.

(1) Pour plus de détails sur la morphologie des Characées, se reporter à l'Ouvrage de Groves et Bullock-Webster, Ray Society, 1920.

(2) L'action de la colchicine sur la multiplication des cellules des filaments spermatogènes et la différenciation des spermatides de cette même espèce ont été exposées dans un précédent travail (C. DELAY et S. CARPENTIER, *Rev. Cytol. Biol. vég.*, 16, 1955, p. 416-468).

(3) *Cf.* O. J. EIGSTI et P. DUSTIN, *Colchicine*, Iowa State College Press, 1955, chap. 4, p. 102-139.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Les acides aminés libres de la racine de Carotte et leur évolution au cours de la culture des tissus* in vitro. Note de M. **Yves Menoret**, présentée par M. Raoul Combes.

La répartition des acides aminés libres dans la racine de Carotte varie considérablement d'un tissu à l'autre. Par contre, le parenchyme issu de la mise en culture de ces différents tissus est homogène et se caractérise par sa forte teneur en alanine.

Dans un organe de réserve au repos, une part importante de l'azote se trouve sous forme aminée libre, principalement à l'état d'arginine, asparagine et glutamine. Il nous a paru intéressant d'étudier la composition en acides aminés libres des différents tissus de la racine de Carotte (variété Nantaise) et de suivre cette répartition au cours de leur mise en culture *in vitro* suivant la technique de Gautheret ([1]).

Les tissus frais ont été prélevés dans le tiers supérieur de racines de Carotte ayant de 15 à 20 cm de long, et séparés en trois fractions : parenchyme libérien, région cambiale, bois et parenchyme médullaire. Ce que nous nommons région cambiale correspond à une zone de tissus entourant aussi étroitement que possible l'assise génératrice (3 à 5 mm d'épaisseur maximum).

Tous les tissus analysés ont été déprotéinisés par l'alcool à 96° bouillant et délipidés par extraction à l'éther sulfurique. La fraction comprenant les acides aminés a été ensuite traitée par passage sur une colonne de résine échangeuse de cations (Permutite 50) fonctionnant en cycle hydrogène.

La séparation des acides aminés a été effectuée par chromatographie sur papier suivant la technique de A. L. Lévy et D. Chung ([2]) et leur dosage réalisé, après révélation à la ninhydrine, par colorimétrie des éluats de taches, suivant le mode opératoire de J. F. Thompson et col. ([3]).

Les dosages d'azote total et d'azote libre ont été faits suivant la méthode de Kjeldahl.

Le tableau suivant résume nos résultats, exprimés en milligrammes par 100 g de matière fraîche.

Dans tous les extraits analysés figurent également la glycine et la thréonine en faible quantité, ainsi que l'asparagine en quantités comparables à celle de la glutamine.

Dans les tissus cultivés *in vitro* la valine et la leucine sont présentes, de même que la leucine dans le cambium, mais à très faible concentration.

Ce tableau montre tout d'abord que la région cambiale, comme on devait s'y attendre, est très riche en composés azotés : elle renferme en effet deux fois plus d'azote que le xylème et une fois et demie plus que le liber.

	Carotte nantaise fraîche.			
	Bois et parenchyme médullaire.	Région cambiale.	Parenchyme libérien.	Tissus cultivés *in vitro*.
N total	123	176	118	107
N aminé libre	35	79	53	21,8
$\frac{\text{N aminé libre}}{\text{N total}}$	0,28	0,45	0,45	0,20
Acide aspartique	25,6	21,1	31,2	16,3
Acide glutamique	22,3	28	35,7	8,1
Glutamine	38,8	81	52,5	10,6
Sérine	4,4	6,9	8,5	13,6
Alanine	5,2	19,8	33,8	57
Acide γ-aminobutyrique	3,8	4,2	9,3	11,6
Valine	5,2	7,8	9,6	–
Leucine	3	–	8,8	–
Arginine	8,6	20,1	6,4	–

Cette richesse est due à une teneur beaucoup plus forte en glutamine, asparagine et arginine. Pour la plupart des autres acides aminés, la concentration la plus élevée se trouve dans le parenchyme libérien, et il semble y avoir un gradient de concentration du centre vers l'extérieur de l'organe, pour l'acide glutamique, la sérine, l'alanine, la valine et l'acide γ-aminobutyrique. Seul l'acide aspartique fait exception.

Ces différents tissus cultivés *in vitro* prolifèrent activement et forment des cals de parenchyme homogène qu'on peut entretenir indéfiniment par repiquages successifs.

Lorsqu'on analyse de tels tissus cultivés depuis plusieurs années, on constate en premier lieu qu'ils sont beaucoup plus pauvres en azote aminé libre que les tissus de l'organe frais : l'arginine disparaît, la glutamine et l'asparagine de même que l'acide glutamique et, dans une moindre mesure l'acide aspartique, voient leur teneur diminuer considérablement. Par contre l'alanine devient l'acide aminé le plus important, et représente à lui seul 41 % de l'azote aminé libre. On note également une légère augmentation des teneurs en sérine et en acide γ-amino butyrique.

Ces résultats mettent en évidence l'hétérogénéité biochimique des différents tissus d'une même racine, et indiquent combien est profonde l'évolution des réserves azotées au cours de la culture *in vitro*. Ils montrent de plus qu'une souche de tissus cultivés *in vitro*, en raison de son homogénéité se présente comme un matériel expérimental bien supérieur à des ensemencements primaires.

(1) R. J. GAUTHERET, *Une voie nouvelle en biologie végétale : la culture des tissus*, Gallinard, 1945.

(2) *Analytical Chemistry*, 25, n° 3, 1953, p. 396.

(3) J. F. THOMPSON et col., *Plant Physiology*, 1951, p. 375 et 421.

CARYOLOGIE VÉGÉTALE. — *La région péri-nucléolaire dans quelques types de noyaux de végétaux supérieurs.* Note (*) de MM. **Maurice Hocquette** et **Ivan Lantreibecq**, présentée par M. Roger Heim.

L'existence de deux régions dans le nucléole, l'une interne, la plus importante, peu colorable, et l'autre périphérique, plus colorable, a été admise par de nombreux auteurs.

De l'hypercolorabilité de la zone externe par les méthodes à l'hématoxyline ferrique et aussi au violet de gentiane, certains cytologistes (Cavara, le premier, semble-t-il) ont conclu à l'existence d'une constitution fondamentale différente pour le centre et la périphérie, cette dernière étant chromatinienne.

A cette interprétation, diverses objections furent faites. D'abord, d'ordre technique, en prenant comme argument les défauts possibles d'une méthode de régression qu'on opposait à celle qui paraissait plus précise de réactions chimiques : on a supposé qu'il pouvait s'agir de l'adsorption de la matière colorante et que la colorabilité était fonction de la densité de la substance adsorbante. Puis, de rapports topographiques : le cerne fut attribué à la coalescence d'eu-chromocentres, de chromocentres ou de travées réticulaires avec le nucléole (Guilliermond et Gautheret, P. Dangeard, M[lle] Delay).

L'hétérogénéité nucléolaire a été de nouveau démontrée par l'un de nous (M. Hocquette) à l'aide de diverses techniques donnant des colorations électives (coloration de Volkonsky, de Feulgen) dans les cellules différenciées de plusieurs plantes supérieures (*Allium Cepa*, *Pisum sativum*, *Phaseolus vulgaris*, *Primula obconica*, *Cucurbita Pepo*).

Nous avons, en employant les mêmes techniques, étudié chez *Allium Cepa*, *Pisum sativum* et *Phaseolus vulgaris* la structure nucléolaire dans les noyaux interphasiques et quiescents et examiné pour ces derniers le comportement du nucléole au cours du jeûne et de la régénération cellulaire.

Dans les noyaux à eu-chromocentres (*Phaseolus vulgaris*) un liséré périnucléolaire azurophile (Volkonsky) et Feulgen positif est visible dans les noyaux quiescents de l'axe hypocotylé. Après trois jours de jeûne, le nucléole se montre encore entouré d'un cerne important, mais d'épaisseur inégale en raison de boursouflures à la surface externe; le cerne diminue d'importance, et, après sept jours de jeûne, le nucléole a disparu.

Pour les noyaux réticulés à chromocentres (*Allium Cepa*, *Pisum sativum*), on peut faire les constatations suivantes. Dans la région supraméristématique de la racine de *Pisum sativum*, on observe un liséré périnucléolaire possédant les mêmes caractères que précédemment, mais plus épais dans la variété sucrée que dans la variété amylacée. Ce liséré diminue progressivement d'épaisseur au fur et à mesure qu'on se rapproche du méristème,

puis disparaît. Il n'en existe pas autour du nucléole des cellules méristématiques. La disparition est plus rapide pour le pois amylacé que pour le pois sucré. L'inanition provoquée (expérience de jeûne) des cellules des axes hypocotylés de pois conduit, pour les deux variétés, à des phénomènes identiques et avec la même différence relative d'intensité que dans le passage de la zone supraméristématique ou méristème : le liséré existe encore après trois jours de jeûne, mince, mais plus marqué pour le pois sucré. Sa disparition est complète, dans tous les cas, après sept jours de jeûne. Les noyaux des cellules d'écailles de bulbes d'*Allium Cepa* ont un nucléole entouré d'un cerne plus ou moins épais. Au cours du jeûne ce cerne s'amincit rapidement et il n'existe plus après deux jours. La fonte nucléolaire au cours du jeûne, concomitante à celle du cerne, fait apparaître plus nettement que dans les conditions naturelles les granulations chromatiques propres au réseau et prénucléolaires, et permet de faire une distinction précise entre les deux formations.

Quel que soit le type de noyau, le nucléole ne grossit ou ne réapparaît (s'il a disparu au cours du jeûne) que très lentement avec la nutrition glucidique. Nous n'avons jamais observé la réapparition du cerne dans ces conditions.

L'absence de liséré périnucléolaire dans les cellules méristématiques (noyaux interphasiques), sa présence dans les cellules en voie de différenciation ou différenciées, sa disparition au cours du jeûne, montrent qu'il est lié à une certaine activité cellulaire différente dans les deux types de cellule.

La régénération cellulaire, après le jeûne, qui mène dans certaines conditions (présence d'auxines et de vitamines) à la transformation d'aspects quiescents des noyaux, à des structures interphasiques et même préprophasiques sans apparition de liséré périnucléolaire, conduit à la même conclusion.

Enfin, la présence d'un liséré périnucléolaire important dans certaines cellules sécrétrices (M. Hocquette, pour *Primula obconica*) apporte un autre argument à cette conception.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Évolution du chimisme au cours de la croissance de la Betterave à sucre*. Note (*) de M. **Eudoxe Kottelanne**, présentée par M. Roger Heim.

L'évolution du chimisme au cours du développement de la Betterave à sucre met en évidence le rôle privilégié joué par le phosphore, le magné-

sium, le potassium et le sodium. Des observations relatives à quelques autres éléments nous ont de plus permis de préciser leur action dans le métabolisme.

Le phosphore atteint son maximum de concentration dans les feuilles pendant la première phase de la végétation (phase à prédominance foliaire); il faut y voir la preuve de sa participation à l'éboration protidique foliaire. Sa migration vers la souche est remarquable dans la seconde phase du développement (phase de tubérisation); le phosphore se comporte alors en catalyseur et aussi en « véhicule » dans l'acheminement du saccharose. Peut-être interviendrait-il aussi dans la condensation des hexoses en saccharose. L'amélioration saccharifère de la plante correspond à une augmentation de la quantité de phosphore dans les matières minérales de la souche. L'étude détaillée des parties aériennes montre que la formation et le développement de la jeune feuille du groupe foliaire central mobilise le phosphore au maximum. La teneur des feuilles actives en cet élément est inversement proportionnelle à leur âge et le minimum est constaté dans la feuille qui se détache spontanément. D'autre part le limbe est toujours plus riche que le pétiole.

C'est dans la première phase que le magnésium atteint son maximum dans la matière sèche. Dès le début de la seconde phase le magnésium migre dans la souche où il intervient comme « constructeur de matière » et comme catalyseur pour la condensation du sucre.

Quantitativement, le potassium est l'élément minéral le plus intensément absorbé par la plante. Dans la première phase, il participe à l'élaboration des protides des feuilles et a une action importante dans la formation et le développement du système végétatif aérien où sa concentration reste sensiblement constante mais toujours plus élevée dans le pétiole que dans le limbe. Il n'y a pas de corrélation entre la concentration en potassium des feuilles et l'élaboration des glucides. Dans la phase de tubérisation le potassium ne diminue que légèrement et c'est seulement en fin de végétation que sa quantité baisse nettement (de 30 % environ).

La teneur en sodium augmente régulièrement dans le système foliaire avec l'âge de la plante et celui de chaque feuille. La Betterave possède de grandes affinités pour le sodium; son absorption augmente considérablement pendant la phase de plus grande activité du limbe et les améliorations apportées par la sélection n'ont pas modifié sensiblement ce caractère. Les variations quantitatives du sodium sont dans l'ensemble comparables à celle du potassium; cependant l'intervention du potassium est immédiate et participe à la formation des jeunes feuilles alors que le sodium entre en jeu plus tard et finalement migre dans les feuilles âgées. L'étude de l'évolution de ces quatre éléments révèle des rapports intimes entre eux et avec l'azote : le rapport P/Mg est constant dans la phase

d'élaboration protidique des feuilles; l'action conjuguée de P, N et Mg conditionne la croissance de la jeune feuille centrale; le rapport K/Na est stable dans le limbe pendant sa période d'activité; dans la souche le rapport P/K est constant pendant la période de tubérisation; la sélection a provoqué l'augmentation pour la souche des rapports P/K et P/Na.

L'azote intervient activement dans la première phase, au moment de la formation prédominante des feuilles. L'azote nitrique non transformé s'accumule dans les pétioles pendant la seconde phase. L'azote et le phosphore participent solidairement dans la croissance de la jeune feuille centrale. Le rapport N/P est stable dans les pétioles et limbes des feuilles actives. Il existe, au cours de la végétation une corrélation N-K-Na. Dans la souche, l'azote protidique et la richesse saccharine sont en rapport inverse.

L'absorption du soufre est intense dès le début de la végétation (analogie avec N et P). Sa concentration est fonction de l'âge de la feuille. Dans les tissus foliaires il y a toujours, au cours de la végétation, une corrélation entre S et N. Dans la souche, un abaissement de la quantité de S se produit au cours de la seconde phase. Le rôle de S dans l'accumulation glucidique est supérieur à celui de l'azote.

Les feuilles contiennent du chlore en quantité notable et croissante au cours de la végétation; le limbe en renferme peu et c'est dans le pétiole qu'il s'accumule. Les éléments Cl et Na augmentent conjointement avec l'âge physiologique de la feuille. Il existe une relation inverse dans l'absorption du Cl et du S. Dans la souche le Cl diminue pendant l'accumulation du sucre.

L'intervention quantitative du calcium, conséquence directe de l'absorption, coïncide avec le développement foliaire et l'activité chlorophyllienne (analogie avec K, Na; différence avec Mg). Le calcium s'accumule dans la feuille et son maximum est atteint au moment de l'inactivité foliaire. Le rapport Ca/Mg est constant dans la souche. Dans celle-ci Ca, Mg et P exercent une action solidaire dans l'ultime phase végétative.

Le fer et l'aluminium sont rares et ont des évolutions identiques : ils diminuent au cours du cycle végétatif. C'est dans la jeune feuille centrale que Fe est le plus abondant; dans les autres feuilles, la teneur baisse mais le limbe est toujours plus riche que le pétiole.

De la souche et des feuilles ce sont ces dernières qui sont le plus riche en silicium et de celles-là le limbe. Près de la fin du cycle végétatif le Si disparaît en grande partie de la souche.

L'acide oxalique n'existe pas dans les feuilles du centre, il est abondant dans les feuilles de la jeune plante et les feuilles sur le point de tomber en sont très riches. Les oxalates solubles diminuent avec le vieillissement

du limbe; le calcium intervient alors plus spécialement dans le maintien de l'équilibre acidobasique.

Dans les feuilles, au début de la végétation, la somme anionique est supérieure à l'ensemble cationique par suite de la présence massive des anions N, P et S. Cette suprématie disparaît dès que cesse la prédominance de l'appareil aérien. Pour chaque feuille, le rapport anions/cations est toujours supérieur à 1 dans le pétiole en voie de croissance puis il devient inférieur; au contraire, il est supérieur pendant toute l'activité du limbe. Dans la feuille âgée le même rapport se montre pour les deux parties de la feuille inférieur à l'unité et ce phénomène, qui produit des effets toxiques, mène à la caducité. Dans la souche la somme anionique est toujours supérieure à la cationique et ce caractère s'accentue rapidement avec l'augmentation de richesse glucidique.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Étude de la faim et des appétits chez l'Homme placé dans des conditions extrêmes et prolongées de dénutrition.* Note de Mme **Paulette Berger** et M. **Jacques Le Magnen**, présentée par M. Robert Courrier.

L'analyse des réponses d'anciens déportés à 120 questions portant sur leur état de faim et leurs appétits pendant et après l'extrême sous-alimentation permet de constater : la permanence d'un complexe sensoriel suraigu de faim dans l'état de demi-inanition et une transformation, parfois définitive, des goûts et dégoûts alimentaires en corrélation avec les besoins créés par la dénutrition et les carences.

L'application pratique à l'alimentation humaine des acquisitions de la physiologie de la nutrition pose souvent des problèmes, relevant de la psychophysiologie des appétits. Leur solution est malaisée en raison de l'ignorance presque complète où l'on se trouve de l'origine des prédilections et aversions alimentaires chez l'Homme et de leurs modifications possibles en fonction des besoins nutritionnels. Le refus du lait pur par une proportion importante de la population scolaire et l'inappétence pour certaines protéines proposées récemment à la consommation humaine sont des exemples actuels de l'importance pratique de ces problèmes.

Nous avons abordé cette question par une étude de l'expérience inhumaine subie durant la dernière guerre par les déportés en camps de concentration. Au cours d'une longue enquête (qui se poursuit et doit porter sur un ensemble de 100 sujets) nous avons recueilli et analysé les réponses d'anciens déportés à 120 questions posées oralement, portant sur tous les aspects de leur comportement alimentaire avant, pendant et après la

période d'extrême sous-alimentation. Un certain nombre de conclusions peuvent être retenues du travail préliminaire portant sur 20 sujets. Elles sont les suivantes :

Dans tous les cas la sensation aiguë de faim a persisté durant toute la période de sous-alimentation, d'une durée atteignant parfois trois ans et entraînant une perte de poids de plus de 40 %. Il est admis, on le sait, que dans l'inanition totale la sensation de faim au contraire disparaît rapidement. Mais cette sensation, persistante dans la dénutrition prolongée, paraît différente du complexe sensoriel associé habituellement à un déficit alimentaire léger. Aucun sujet ne la déclare identique à celle antérieurement expérimentée. Chez un grand nombre la composante gastrique localisée du complexe sensoriel avait disparu laissant subsister une sensation de faiblesse et de vertige interprétée comme « faim ». Cette sensation, intensément désagréable, n'avait pas un caractère « douloureux ». Elle était, chez presque tous, exagérée par le travail musculaire, et très rarement, par le froid. Une composante mentale s'y ajoutait représentée par l'envie obsédante des aliments se traduisant pour la majorité par des images visuelles, pour une minorité, par l'évocation du goût et de l'odeur de divers aliments.

La plupart des sujets, durant cette période, sont portés à mastiquer longuement des matières non alimentaires (herbes, bois, pierres, charbons, etc.) ou à ingérer ces matières inertes, y trouvant un moyen efficace d'apaiser leur état suraigü de faim. Les aliments offerts sont ingérés non avec voracité, mais, à la suite d'un effort volontaire, lentement, « avec économie ».

Une lente mastication de ces aliments apaisait plus durablement la faim. Ce fait semble confirmer les données, acquises chez l'animal, sur l'intervention des facteurs buccaux dans l'établissement de la satiété.

Au retour de déportation, malgré des consommations alimentaires en quantités très importantes (effectuées souvent et de préférence par repas très fréquents et brefs), la plupart des sujets déclarent « qu'ils ne parvenaient pas à se rassasier ». Chez la majorité d'entre eux, un état de faim chronique a persisté durant de nombreux mois malgré la récupération accomplie du poids. Dans un cas, cet état persiste après dix ans.

L'étude de l'évolution, dans la période de dénutrition puis de réalimentation, des « goûts et dégoûts » alimentaires, c'est-à-dire des appétences et inappétences particulières à l'égard des divers aliments, apporte les résultats les plus intéressants : chez un grand nombre de sujets, durant la déportation, des aliments ou pseudo-aliments, antérieurement jugés « nauséabonds » sont, non seulement « acceptés », mais consommés avec « un réel plaisir de dégustation » : mauvais pain moisi, pommes de terre crues, viandes crues ou avariées, huiles de graissage, sel en cristaux (dans

quelques cas de privation de sel), etc. Cependant, chez quelques sujets, certains aliments répugnants restent immangeables malgré l'état de besoin. C'est particulièrement le cas lorsque le sujet était atteint, après ces consommations, de désordres gastro-intestinaux aggravés.

Au retour, la hiérarchie des préférences par types d'aliments, déclarée par les différents sujets, est homogène : dans tous les cas viandes et matières grasses sont préférés aux aliments glucidiques. Certaines prédilections d'avant la déportation ont alors disparu. A l'inverse et plus généralement, des aversions anciennes se sont changées en prédilections extrêmes au moment de la réalimentation qui souvent se maintiennent après dix ans. Il en est ainsi pour les fruits, les crudités (oignon cru en particulier), certaines viandes, plus rarement pour le sucre pur. Dans trois cas une inappétence irréductible antérieure pour le lait, la crème ou le beurre est transformée en « goût » prononcé pour ces aliments qui se maintient aujourd'hui.

De nombreuses autres données générales et particulières résultant de cette enquête ne peuvent être rapportées ici. Elles feront l'objet d'une publication ultérieure d'ensemble.

Dès maintenant, il est permis de conclure en résumé à titre préliminaire, qu'une longue période de dénutrition chez l'Homme conduit :

1° à une perception croissante de faim dont la composante gastrique semble avoir souvent disparu, perception qui subsiste longuement dans la période de réalimentation et même après la récupération du poids;

2° à des modifications prononcées des appétits spécifiques apparaissant souvent en corrélation avec les besoins créés par la sous-alimentation et les carences et survivant à leur correction.

HÉMATOLOGIE. — *L'hémoglobine* E *des Cambodgiens et ses conséquences.* Note de MM. **Lucien Brumpt**, **Pierre de Traverse**, **Valentin Brumpt** et M[lle] **Marie-Louise Coquelet**, présentée par M. Léon Binet.

L'étude de la répartition des groupes sanguins, des sous-groupes et du facteur *Rhésus* a permis des progrès importants dans nos connaissances anthropologiques. Une étude parallèle des hémopathies génotypiques, par leur existence et leur fréquence dans des races déterminées, peut également contribuer à préciser les composantes anthropologiques dans une population définie.

Tel est le cas de l'anémie de Cooley : cette affection représente l'état homozygote d'une anomalie des hématies, l'état hétérozygote étant connu sous le nom de Thalassémie. Ce terme était motivé par le résultat des premières enquêtes génétiques montrant que les familles étudiées appar-

tenaient aux peuples riverains de la Méditerranée orientale. Des travaux ultérieurs ont prouvé l'existence de cette anémie en Asie et notre expérience acquise en Extrême-Orient nous a permis de confirmer l'opinion de Caminopetros (1938) et de reporter l'origine de l'anomalie globulaire en Chine ou en Mongolie ([1]).

Nous pouvons citer par ailleurs l'exemple des hémoglobines anormales dont trois jusqu'ici ont fait la preuve de leur importance : l'hémoglobine S des sicklémiques, dont le foyer originaire se situe en Afrique intertropicale, l'hémoglobine C qui prédomine autour du golfe de Guinée, l'hémoglobine E enfin, rencontrée par différents auteurs et nous-mêmes en plusieurs points du Sud-Est asiatique.

Le Cambodge, foyer de civilisation ancienne et confluent de migrations depuis de nombreux siècles, s'est montré particulièrement favorable à l'étude des hémopathies constitutionnelles. La Thalassémie y est d'une extrême fréquence, toujours observée chez des Sinocambodgiens. Nous avons été surpris de la gravité des symptômes présentés par des sujets manifestement hétérozygotes. Ceci nous a conduits à rechercher une double anomalie due à l'association de deux gènes non allèlomorphes et à trouver l'hémoglobine E dans le sang de ces malades ([2]).

Cette observation a été le point de départ de recherches systématiques pour déterminer la fréquence de l'hémoglobine E dans la population cambodgienne et dans d'autres races asiatiques ([3]).

Les techniques employées pour la détermination de la nature de l'hémoglobine ou des hémoglobines sont classiques : microélectrophorèse sur papier, mesure de la résistance à la dénaturation alcaline sur l'oxyhémoglobine et la carboxyhémoglobine, mesure des solubilités, avant et après réduction.

Chez 196 Cambodgiens des deux sexes pris parmi des malades et des sujets sains, nous trouvons 122 porteurs d'hémoglobine normale (AA), 57 sujets hétérozygotes (AE), et 17 homozygotes (EE), soit 37 % de porteurs d'hémoglobine E. Cette proportion est sans doute trop élevée car, parmi les malades, il y avait un certain nombre d'anémiques. Aussi avons-nous extrait de cet ensemble les sujets normaux qui se présentaient comme donneurs de sang éventuels. Sur 69 sujets, nous avons trouvé 49 normaux (AA), 18 hétérozygotes (AE), et 2 homozygotes (EE), soit 28,8 % de porteurs du gène E.

L'hémoglobine E a été individualisée pour la première fois en 1954 : chez un enfant Nord-Américain d'ascendance partiellement asiatique par H. A. Itano, W. R. Bergren et P. Sturgeon ([4]) et au Thaïlande, par A. Chernoff, V. Minnich et S. Chongchareonsuk ([5]) chez de multiples sujets porteurs d'une anémie grave bien que, génétiquement, ils se fussent présentés comme des hétérozygotes thalassémiques.

L'étude électrophorétique du sang de ces sujets a montré la présence d'une hémoglobine légèrement plus rapide que l'hémoglobine C à pH 9, alcalinosensible, qui a reçu le nom d'hémoglobine E.

Poursuivant ces travaux, Supa Na Nakorn, V. Minnich et A. I. Chernoff ([6]) ont exploré le sang de 1000 sujets provenant des différentes provinces du Thaïlande et ont trouvé 13,6 % d'hétérozygotes AE, et trois homozygotes EE, la présence de cette hémoglobine étant toujours bien supportée.

Sur 479 Indonésiens, Lie Enjo Luan Eng (7) trouve 3,6 % d'hétérozygotes AE.

H. Lehman et ses collaborateurs, (8), (9), sur 158 Veddas de Ceylan décèlent trois hétérozygotes AE et sur 45 Birmans, sept porteurs d'hémoglobine E. Cette hémoglobine existe aussi dans les populations veddoides du Sud de l'Inde.

Les résultats de nos recherches conduisent à des conclusions anthropologiques, pathologiques et sociales.

L'hémoglobine E se rencontre avec une plus grande fréquence chez les Cambodgiens que dans les populations précédemment étudiées. Toutes ces populations d'ailleurs se répartissent sur les côtes de l'océan Indien depuis Ceylan jusqu'aux îles de la Sonde. Jusqu'ici nous n'avons pas encore décelé la présence de l'hémoglobine E chez des sujets appartenant aux autres races asiatiques, sauf chez un Laotien et deux Chams du Cambodge chez lesquels un métissage khmer ancien n'est pas exclu; par contre, nous avons trouvé porteur d'hémoglobine E un Khmer du Sud-Vietnam. Il semblerait que les Khmers constituent le foyer originel de l'hémoglobine E. Inversement l'existence de cette hémoglobine est un argument supplémentaire en faveur de l'individualité de la race khmère.

Ces recherches marquent une étape dans la connaissance des composantes raciales du Sud-Est asiatique. L'extension d'une telle enquête, en particulier chez les populations aborigènes dites primitives et dans l'Inde continentale permettrait de préciser le sens et l'importance des migrations humaines, jusqu'ici hypothétiques.

La traduction clinique de l'hémoglobinose E reste entièrement à décrire; souvent elle paraît bien supportée; l'homozygotie EE elle-même n'est pas léthale comme l'hémoglobinose SS ou la thalassémie majeure; elle paraît même plus bénigne que la formule CC. Les porteurs de l'hémoglobine E présentent des anémies modérées, hypochromes, isocytiques, avec des hématies en forme de cibles; ces anémies sont très aggravées par des causes additionnelles d'ordre médical, nutritionnel, parasitaire ou chirurgical. La plus grave de toutes les associations pathologiques est celle de la thalassémie même à l'état hétérozygote qui réalise avec l'hémoglobine E une véritable « synergie pathologique ».

Le caractère bénin de l'hémoglobinose E constitue un élément de multiplication de cette anomalie. Il est donc important de mesurer les conséquences de la procréation par ses porteurs, en particulier lorsqu'on sait l'aggravation que peut amener l'addition du gène thalassémique. Du point de vue de l'Eugénisme, il est intéressant, dans une nation moderne, d'organiser la détection des différents gènes de la synthèse hémoglobinique pour éviter les unions génératrices de sujets fragiles ou diminués.

(1) L. C. Brumpt, *Bull. Acad. Nat. de Méd.*, nos 19-20, 1955, p. 333.

(2) L. C. Brumpt, P. M. de Traverse et M. L. Coquelet, *C. R. Soc. Biol.*, 150, no 1, 1956, p. 147.

(3) Le Docteur Lacourbe, médecin chef de l'hôpital de la Cité Universitaire, a facilité nos recherches chez ses malades asiatiques.

(4) *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 2278.

(5) *Science*, 120, 1954, p. 605.

(6) *J. Lab. Clin. Med.*, 47, 1956, p. 490-498.

(7) *Nature*, 176, 1957, p. 469.

(8) S. A. E. Graff, E. W. Ikin, H. Lehmann, A. E. Mourant, D. M. Parkin et R. L. Wickremasinghe, *J. Physiol.*, 127, 1955, p. 41.

(9) M. Aksoi, G. W. G. Bird, H. Lehmann, A. E. Mourant, H. Thein et R. L. Wickremasinghe, *J. Physiol.*, 130, n° 3, 1955, p. 56-57.

CYTOLOGIE. — *Métachromasie et coloration de Mac Manus (acide periodique. réactif de Schiff) des granulocytes basophiles du sang de lapin.* Note (*) de

M. **Maurice Piette** et M^me^ **Colette Piette**, présentée par M. René Fabre.

La coloration à l'acide periodique-réactif de Schiff (Mac Manus) du sang de lapins normaux montre que 90 % environ des granulocytes basophiles ont une réaction négative. Si ces leucocytes renferment, comme il est probable, de l'héparine, il ne peut s'agir que du composé bi-, tri- ou tétrasulfurique.

Une étude antérieure (1) ayant montré que, chez l'Homme normal, 25 à 50 % environ des granulocytes basophiles donnent une réaction de Mac Manus négative au niveau de leurs granulations, pourcentage variant d'ailleurs dans le même sens que celui de ces cellules par rapport aux leucocytes, il nous a semblé intéressant d'entreprendre une expérimentation semblable chez le Lapin, dont le sang s'avère riche en granulocytes basophiles. Des frottis minces et de surface réduite, permettant une exploration complète, ont été colorés soit par l'Azur II à pH 4 (2), soit par la méthode de Mac Manus (3) après fixation au liquide de Carnoy et mise en évidence des noyaux par le glychémalun. Le décompte des granulocytes basophiles par rapport aux leucocytes a été effectué sur les deux catégories de frottis : assez facile après coloration métachromatique, il s'avère par contre beaucoup plus malaisé après coloration de Mac Manus.

En effet, le contrôle de la coloration, réalisable sans difficulté, sur le sang humain par exemple, par l'examen des granulocytes neutrophiles riches en glycogène, montre que chez le Lapin 2 à 3% seulement des leucocytes renferment ce polysaccharide (4), d'ailleurs dans des proportions qui nous ont semblé assez modestes. D'un autre côté, alors que les lymphocytes humains montrent parfois des granulations positives, nous n'en avons retrouvé aucune chez plus de 10 000 leucocytes de lapin examinés. Il faut enfin ajouter que, chez cet animal, la plupart des granulocytes basophiles donnent, comme nous allons le voir, une réaction négative. On peut cependant les reconnaître par d'autres caractères cytologiques, en particulier la forme spéciale et la structure chromatinienne du noyau.

Par mesure de précaution, nous avons toujours effectué simultanément des colorations de frottis de foie (dont les cellules sont très riches en glycogène) et de sang humain pour vérifier que nous obtenions des colorations très franches, garantissant ainsi la réalité des réactions négatives observées avec les sangs de lapin. Il faut d'ailleurs ajouter que, pour un même réactif de Schiff, alors qu'une dizaine de minutes suffisent pour les cellules hépatiques, il est nécessaire de prolonger la coloration 1 h 30 à 2 h avec le sang.

Les examens, qui ont porté sur quatre lapins normaux, ont donné les résultats suivants :

Coloration métachromatique.

Sangs.	Leucocytes examinés.	Granulocytes basophiles totaux.	Granulocytes basophiles pour 1 000 leucocytes.
x_4	2 504	47	18,8
x_1	6 025	159	26,5
x_3	2 710	53	19,6
x_6	3 371	85	25,2

Coloration de Mac Manus.

		Granulocytes basophiles.							
				Positifs			Négatifs		
Sangs.	Leucocytes examinés.	totaux.	pour 1000 leucocytes.	totaux.	pour 1000 leucocytes.	pour 100 granulocytes basophiles.	totaux.	pour 1000 leucocytes.	pour 100 grauulocytes basophiles.
x_4....	2 508	45	18	6	2,4	13,3	39	15,6	86,7
x_1....	3 223	72	22,3	3	0,9	4,1	69	21,4	95,9
x_3....	3 022	62	20,5	5	1,6	8,0	57	18,9	92,0
x_6....	3 344	74	22,1	7	2,1	9,4	67	20,0	90,6

L'examen de ce tableau permet les constatations suivantes :

1° Le taux des granulocytes basophiles paraît assez bas, mais il existe une concordance acceptable entre les chiffres trouvés après coloration métachromatique et coloration de Mac Manus. En fait, les nombreux examens effectués au cours de ces dernières années nous ont montré que les taux variaient entre 15 et 70 pour 1000 leucocytes.

2° Le pourcentage des granulocytes basophiles positifs à la réaction de Mac Manus est très peu élevé (4 à 13 % des granulocytes basophiles totaux). Encore faut-il ajouter que la teinte observée au niveau des granulations est beaucoup plus faible que chez l'Homme, vraisemblablement en rapport avec une très faible concentration locale du corps chimique mis en évidence.

Si ce composé n'est pas connu avec certitude, on pense néanmoins qu'il s'agit d'héparine. S'il en est ainsi, l'existence d'une réaction de Mac Manus négative (témoignant du blocage de fonctions alcooliques secondaires voisines) dans 90 % des granulocytes basophiles conduit à penser qu'il n'existe pas dans ces cellules d'héparine monosulfurique mais de l'héparine comportant deux, trois ou peut-être quatre groupements sulfuriques par unité disaccharidique ([5]).

Il faut cependant garder présent à l'esprit le fait qu'il existe des héparines différentes suivant les espèces animales. Elles montrent des disparités dans leur composition chimique et leur activité anticoagulante, bien que leur pouvoir métachromatique soit sensiblement identique ([6]). De nouvelles investigations cytochimiques seraient peut-être susceptibles d'apporter quelques résultats dans ce domaine.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

([1]) M. Piette et C. Piette, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2775.

([2]) M. Piette, *Ann. Ph. Fr.*, 13, nº 11, 1955, p. 681.

([3]) in Lison, *Histochimie et Cytochimie animales*, Gauthier-Villars, Paris, 1953, p. 302.

([4]) L. Fleck, *Le Sang*, 27, nº 5, 1956, p. 376.

([5]) J. E. Jorpes et S. Gardell, *J. Biol. Chem.*, 176, 1948, p. 267.

([6]) H. J. Bells et L. B. Jaques, *Bull. Soc. Chim. Belges*, 65, nᵒˢ 1-2, 1956, p. 36.

ZOOLOGIE. — *Organisation et développement des* Halammohydra (*Hydrozoaires*). Note (*) de MM. **Bertil Swedmark** et **Georges Teissier**, présentée par M. Louis Fage.

La découverte sur la côte Nord du Finistère, dans le sable de la plage de Plounéour-Trez, d'un troisième représentant du genre *Halammohydra* nous a donné l'occasion de comparer le développement de cette nouvelle espèce, *H. vermiformis*, à celui d'*H. schulzei* que nous avons déjà fait connaître ([1]) et d'étudier de plus près l'organisation de ces Hydrozoaires aberrants.

Comme la plupart des représentants de la faune mésopsammique, les *Halammohydra* sont de très petite taille. Un revêtement ciliaire continu de toute leur surface leur permet de se déplacer, en rampant ou en nageant, pôle aboral en avant, dans les interstices des grains de sable. Elles peuvent se fixer temporairement grâce à une substance gluante sécrétée par un organe adhésif très caractéristique. Leur corps est fait d'une colonne gastrique allongée, que surmonte une coiffe sur laquelle s'insèrent deux verticilles de tentacules et un verticille de statocystes. La coiffe renferme un anneau nerveux d'où partent des fibres radiaires dont les unes aboutissent aux statocystes et dont les autres innervent les tentacules aboraux.

L'étude de la formation des statocystes montre qu'ils se développent comme les tentacules, que les concrétions qu'ils renferment sont d'origine endodermique et qu'ils doivent par conséquent être considérés comme homologues des lithostyles des Limnoméduses et des Trachylides. L'organe adhésif est inclus dans la coiffe; purement ectodermique, il ne communique pas avec la cavité gastrique et le seul orifice qu'il possède est un pore aboral, ouvert au sommet de la coiffe.

Les trois espèces d'*Halammohydra* actuellement connues diffèrent par leur taille, par la forme de leur colonne gastrique et de leur coiffe, mais surtout par le nombre des éléments constituants de chacun des verticilles de tentacules et de lithostyles. Ce nombre peut atteindre 16 chez *H. schulzei* et 8 chez *H. octopodides*, mais, dans les deux espèces, la jeune larve ne compte que 8 tentacules et 4 lithostyles. Chez *H. vermiformis* il n'existe jamais plus de 4 lithostyles et, si quelques rares individus présentent 8 tentacules, le plus grand nombre n'en ont que 7.

Le développement de *H. vermiformis* ne diffère pas, à ses débuts, de celui de *H. schulzei*. Les œufs, pondus isolément et en très petit nombre, se collent à un grain de sable et restent attachés jusqu'à la fin du développement embryonnaire. La segmentation est d'abord totale et donne une morula faite de blastomères irréguliers, mais ceux-ci se fusionnent et, lorsque la gastrulation intervient, elle se fait par dilamination syncytiale. Dans les deux espèces, la formation de l'organe adhésif, par invagination de l'ectoderme aboral est à peu près contemporaine de l'apparition des premiers cnidocystes et de la ciliature. Elle est précédée de très peu par l'apparition de l'ébauche d'un premier verticille de tentacules qui est, dans les deux cas, le verticille subaboral. Mais, tandis que chez *H. schulzei*, deux tentacules opposés s'ébauchent simultanément, il n'apparaît chez *H. vermiformis* qu'un seul renflement, amorce d'un tentacule qui restera pendant toute la vie de l'animal beaucoup plus épais et plus long que tous les autres, le tentacule qui lui est opposé ne s'ébauchant qu'après que le premier bourgeon a atteint une assez grande dimension. Les deux derniers tentacules primaires du verticille subaboral apparaissent simultanément dans les deux espèces, sous la forme de deux bourgeons disposés perpendiculairement aux deux premiers. La symétrie tétraradiaire de l'embryon de *H. schulzei* se précise, cependant que *H. vermiformis* montre une symétrie bilatérale qu'elle conservera sa vie durant.

Le deuxième verticille de tentacules ne s'ébauche que lorsque les 4 tentacules primaires du verticille subaboral sont bien individualisés. Les bourgeons qui le formeront apparaissent simultanément entre le pôle aboral et le plan des quatre bourgeons déjà formés. Chez *H. schulzei* les bourgeons sont interradiaux et au nombre de 4 (*fig.* 1); chez *H. vermiformis* ils sont superposés aux ébauches des tentacules du verticille

subaboral et normalement au nombre de 3, le plus grand tentacule, premier formé, restant le plus souvent seul dans son quadrant (*fig.* 2).

Les tentacules primaires s'allongent pendant que la ciliature se développe, que l'organe adhésif devient fonctionnel et que l'endoderme, resté jusque-là

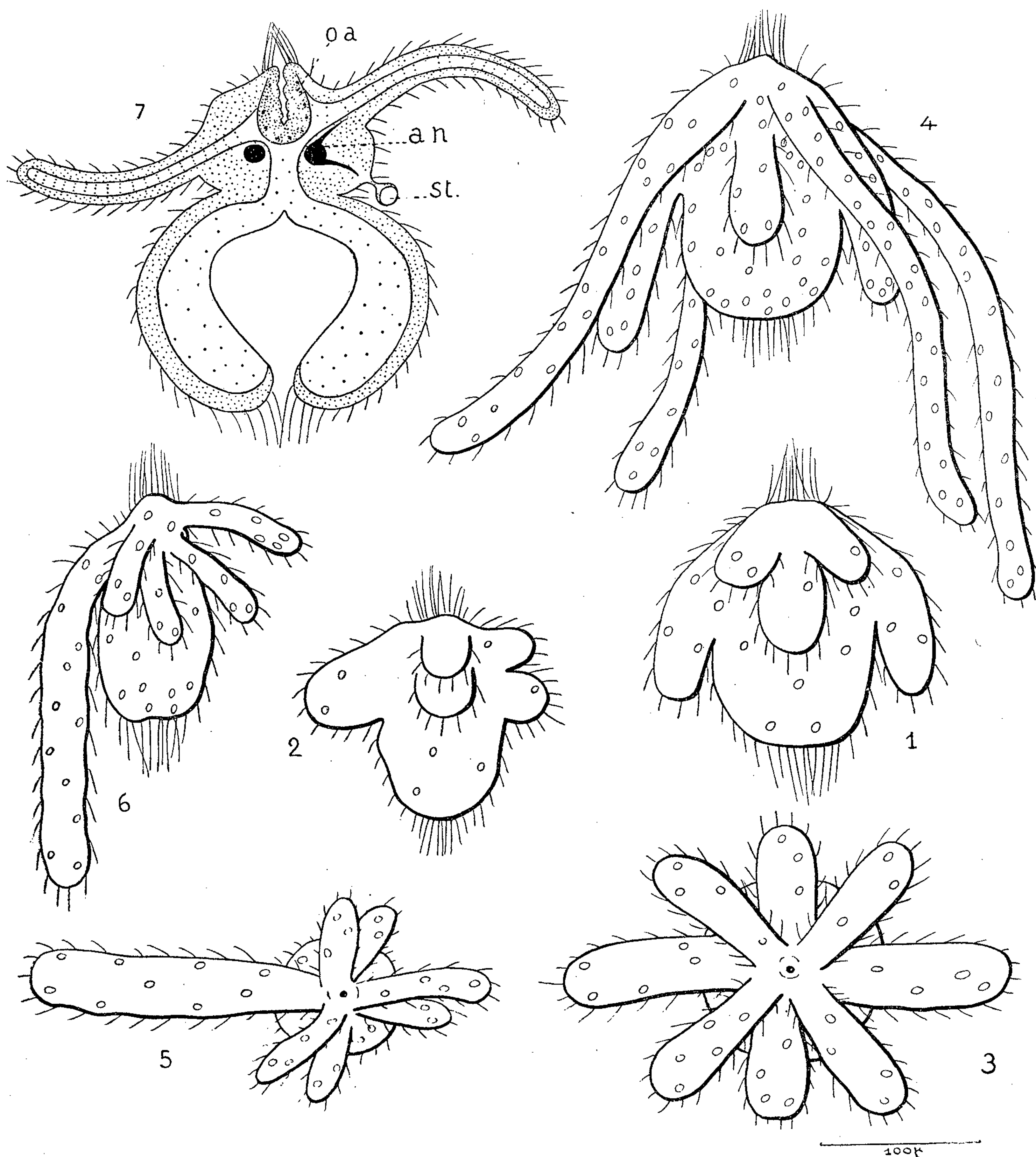


Fig. 1. — Vue latérale d'un embryon d'*H. schulzei* peu après l'apparition des tentacules aboraux.
Fig. 2. — Même stade chez *H. vermiformis.*
Fig. 3. — Jeune actinula d'*H. schulzei* vue par le pôle aboral.
Fig. 4. — La même larve un peu plus âgée en vue latérale.
Fig. 5. — Actinula d'*H. vermiformis.*
Fig. 6. — La même larve en vue latérale.
Fig. 7. — Coupe longitudinale d'une Halhydrula d'*H. schulzei.*
o. a. : organe adhésif; *a. n.* : anneau nerveux; *st.* : statocyste.

syncytial, s'organise progressivement en un épithélium régulier. La larve, qui commence à se mouvoir activement, a maintenant la structure d'une actinula, mais sa bouche n'est pas encore formée (*fig.* 3, 4, 5 et 6).

L'ouverture de la bouche, qui est allongée dans le plan radial où se trouvent les deux tentacules subaboraux apparus en dernier et où se situeront plus tard les gonades, la formation dans les deux plans interradiaux des 4 lithostyles primaires et celle de l'anneau nerveux, sont à peu près contemporaines. Dès ce moment, le jeune a la structure fondamentale de l'adulte (*fig.* 7). Mais, tandis que *H. vermiformis*, tout en changeant notablement de forme ne dépasse pas le stade d'organisation atteint par cette « halhydrula », le nombre des tentacules et celui des lithostyles vont doubler chez *H. octopodides* et quadrupler chez *H. schulzei.* La formation de ces éléments secondaires débute très tôt chez *H. schulzei,* mais ce processus est assez lent, puisque, dans les deux espèces, la maturité sexuelle peut être atteinte avant qu'il soit achevé.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 173; *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 81, 1956, séance du 11 décembre (sous presse).

ZOOLOGIE. — *Sur le comportement d'*Octopicola superba *Humes, n. g. n. sp. parasite de la Pieuvre* Octopus vulgaris *Lamarck*. Note de MM. **Claude Delamare Deboutteville**, **Arthur-G. Humes** et **Jean Paris**, présentée par M. Louis Fage.

On ne connaît actuellement qu'un petit nombre de Copépodes parasites des Céphalopodes. Monod et Dollfus (1932) [1] en mentionnent quatre : *Cholidya polypi* Farran 1914 sur *Benthoctopus*, *Anchicaligus nautili* (Willey, 1896), Stebbing 1900 sur *Nautilus*, *Pennella varians* Steenstrup et Lütken 1861 sur *Moschites*, *Loligo* et *Sepia* (Wierzejski, 1877), et *Lichomolgus* (*Sepicola*) *longicauda* (Claus, 1860) sur *Sepia.*

Une très remarquable espèce n'est pas rare à Banyuls-sur-Mer sur *Octopus vulgaris* Lamarck. Cette espèce, type d'un nouveau genre, *Octopicola superba* Humes n. g. n. sp. sera décrite par l'un de nous [2].

Rappelons cependant quelques-uns de ses caractères : corps allongé dont le contour rappelle un Calanoïde, rostre recourbé ventralement légèrement pointu, première antenne à 7 articles, deuxième antenne préhensible à 4 articles, les deux derniers portant des épines recourbées, labre échancré avec deux longs lobes latéraux, mandibules avec une dent aiguë et une lamelle unilatéralement dentelée, première maxille avec un petit lobe à deux soies, maxillipède à 3 articles, peu développé, quatre paires de

pattes à rames triarticulées, l'endopodite de la quatrième à un seul article, coins postérieurs du segment génital avec une longue épine, rames caudales allongées. Chez le mâle le maxillipède forme un puissant organe préhensible de 3 articles, le dernier étant une longue griffe mince.

Le genre *Octopicola* Humes présente des affinités avec les Lichomolgides, famille dans laquelle on peut le ranger.

Selon les caractères envisagés on peut le rapprocher des genres *Pseudanthessius* (Claus, 1889), *Kelleria* (Gurney, 1927), *Lichomolgella* (Sars, 1918) et *Paramicrochiron* (Sewall, 1949).

Les remarques biologiques suivantes ont été faites. Nous avons observé autant de mâles que de femelles. Les couples sont formés par embrassement du thorax de la femelle par le mâle de telle sorte que le mâle s'étend sur la face dorsale de la femelle, restant dirigé vers l'arrière. Le mâle peut ainsi introduire les spermatophores dans les ouvertures génitales de la femelle, lesquelles sont dorsolatérales. Les griffes du maxillipède du mâle embrassent la femelle le long du sillon entre le premier segment thoracique (portant les maxillipèdes) et le deuxième (portant la première paire de pattes). Les femelles accouplées semblent correspondre au dernier stade Copépodite permettant d'affirmer l'existence d'une mue après la copulation. Le fait que l'espèce est étroitement parasite est attesté par la fréquence des individus sur l'hôte, par les modifications morphologiques pour l'attachement, visibles sur la deuxième antenne dans les deux sexes et sur le maxillipède du mâle.

Les faits confirment pleinement ces suppositions. Deux d'entre nous ont pu observer longuement les *Octopicola* dans les bacs de l'aquarium de Banyuls, observations qui seront complétées par une étude expérimentale. Nous sommes en mesure d'affirmer que les *Octopicola superba* déambulent rapidement la nuit dans l'obscurité, par petites saccades, principalement le long des bras entre les ventouses d'*Octopus*. On peut en observer cependant quelques exemplaires errant sur le manteau et sur la tête, mais le nombre en est négligeable par rapport à ceux qui sillonnent la route le long des bras. Les *Octopicola* s'éloignent parfois de l'hôte en nageant mais jamais plus loin que 1 ou 2 cm. Lorsqu'on éclaire vivement la Pieuvre ils ne tardent pas à se réfugier dans la cavité palléale. Ce comportement explique pourquoi on ne peut les observer que très accidentellement à l'extérieur en plein jour et permet de comprendre que ce Copépode soit resté inconnu jusqu'à ce jour.

Un Poulpe observé en mai 1955 était porteur de plusieurs centaines d'*Octopicola*; on se trouve donc en présence d'infestations massives, et pourtant la plupart des *Octopus* sont dépourvus de parasites. Si l'on tient compte du fait que les Poulpes se trouvent répartis en populations éparses, chaque individu étant plus ou moins sédentaire pendant des

périodes plus ou moins longues, tout nous incline à penser à des processus d'autoinfestation. Les nauplii doivent rester au voisinage du Poulpe et, au cours de l'ontogénèse d'*Octopicola*, les larves du Copépode doivent être très précocement attirées par l'hôte.

Des substances difficiles à mettre en évidence sont certainement responsables de ce chimiotactisme vigoureux. Une série d'observations viennent confirmer ce point de vue. Le personnel de la Station marine d'Endoume, en 1952, a trouvé de nombreux *Octopicola* accrochés sur une ponte d'*Octopus vulgaris* abandonnée, constituée essentiellement de coques vides.

D'autre part, à Banyuls, K. Wirz a trouvé également, le 2 septembre 1954, de nombreux Copépodes sur une ponte de Pieuvre en plein développement.

Nous sommes donc en mesure d'affirmer que la substance qui lie le Copépode à la Pieuvre passe sur la ponte et existe encore sur les coques vides des pontes écloses.

(1) *Ann. Parasitol.*, 10, 1932, p. 129-204.
(2) Humes, *Vie et Milieu*, 8, 1957, p. 1.

ENTOMOLOGIE. — *Un deuxième cas d'ovoviviparité chez les Thysanoptères* Caudothrips buffai *Karny* (*Tubulifère*, Megathripidæ). Note de M. **Alexandre Bournier**, présentée par M. Louis Fage.

Les Thysanoptères sont ovipares. Dans le sous-ordre des Térébrants, les œufs sont insérés à l'aide d'une tarière à quatre valves sous les cellules épidermiques des tissus végétaux. Chez les Tubulifères, au contraire, la femelle dépose ses œufs à la surface de l'épiderme où le chorion, enduit d'une matière gélatineuse, se colle rapidement. Ainsi que nous l'avons observé au cours de récents travaux (1956), les œufs sont pondus après réduction chromatique, et peu de temps après la pénétration du spermatozoïde dans le cas où ils sont fécondés. Seul, le cas de *Megathrips lativentris* Heeger (Tubulifère, *Megathripidæ*) étudié en 1923 par O. John faisait exception à cette règle. L'auteur a observé que, dans cette espèce, la larve du premier stade éclot, dans les conditions normales, au moins 14 jours après la ponte. Il remarqua aussi que, parfois, cette éclosion a lieu dans un délai de quelques heures seulement. Dans certains cas, les femelles élevées *in vitro* ont, dès le lendemain, donné des larves sans qu'il soit possible de retrouver le chorion des œufs. Des dilacérations d'ovaires permirent à l'auteur de recueillir jusqu'à 20 œufs embryonnés dans une même femelle. C'est le premier cas d'*ovoviviparité facultative* signalé chez les Thysanoptères.

L'étude de la biologie d'une autre Mégathripidæ de la région méditer-

ranéenne m'a permis d'observer un cas d'ovoviviparité qui paraît être constante. Il s'agit de *Caudothrips buffai* Karny. Cette espèce, la plus grande parmi les Thysanoptères français, mesure 5 mm de longueur. Mycophage, elle vit sur les branches mortes de *Quercus ilex* L. Comme John l'avait observé pour *M. lativentris*, j'ai trouvé dans les gaines ovariques des œufs contenant des larves du premier stade prêtes à éclore. En éclaircissant l'abdomen de la femelle dans une solution de potasse à 10 % j'ai pu voir que les larves, à l'intérieur des œufs, étaient déjà parfaitement formées et chitinisées (soies, pièces buccales, ongles). Les antennes portaient même leurs cônes sensoriels.

Un autre phénomène assez particulier et qui avait été aussi observé par John chez *M. lativentris* concerne le développement des œufs. En général, les œufs mûrissent un à un et sont pondus au fur et à mesure; on a donc des pontes d'œufs isolés qui peuvent être séparées par un intervalle variant de 6 à 24 h. Dans les gaines ovariques de l'adulte, on peut ainsi observer tous les stades depuis le début du grand accroissement à l'apex, jusqu'à la fin de la réduction à la base. Chez la femelle de *Caudothrips buffai* les gaines ovariques contiennent, au moment de la ponte, des œufs à deux stades bien différents : à la partie distale, des ovocytes I tous à peu près de même taille et en fin de pachytène, à la partie proximale, des œufs, dont le nombre total varie de 8 à 12, ont acquis leur taille maxima et contiennent des embryons à divers stades. Il en résulte qu'on peut aisément, contrairement à ce qui se passe pour les autres espèces, identifier les femelles gravides par l'observation de leur abdomen distendu et allongé à l'extrême. On assiste à une ponte d'œufs groupés et déposés côte à côte. Ils ont la forme d'un œuf de poule assez allongé (700 μ) et sont collés au substrat par le pôle postérieur. A la partie supérieure de chacun d'eux on aperçoit très nettement, à travers le chorion, deux taches rouges qui sont les yeux de la jeune larve. L'éclosion de celle-ci se situe entre quelques minutes et 24 h après la ponte. Dans tous ces œufs les embryons sont toujours complètement formés. Je n'ai pas pu enregistrer de pontes suivies d'une période d'incubation normale hors de l'organisme de la femelle. Dans le cas qui nous occupe et en l'absence d'observation ultérieure contradictoire, il semble donc qu'il y ait *ovoviviparité constante*, selon la classification proposée par Hagan (1951) et reprise par R. Sellier (1955); le très court délai d'éclosion après la ponte n'ayant aucune signification physiologique pour la larve.

John, essayant d'expliquer le phénomène d'ovoviviparité facultative chez *M. lativentris*, invoque le climat froid et humide du pays où son observation a été faite (Petrograd). Ce climat exercerait une influence sur les processus physiologiques de l'organisme maternel, freinant l'activité des fonctions de celui-ci sans avoir d'effet sur le développement de l'embryon.

Il est évident que pareille hypothèse n'est pas valable pour le climat du Languedoc méditerranéen.

Il n'est guère possible de donner une explication définitive du phénomène que nous venons d'observer. *Caudothrips buffai* est un insecte mycophage et par conséquent très difficile à élever. Ce régime alimentaire permet cependant d'émettre une hypothèse. Il faut sans doute des conditions assez strictement définies pour créer un miroclimat favorable à un degré de végétation donné des champignons dont l'espèce se nourrit. On peut penser que la rétention des œufs dans les voies génitales de la femelle résulte d'une adaptation à ce mode d'alimentation. Ce serait la découverte d'un biotope convenable, tant par les conditions du climat que par la présence d'une nourriture acceptable qui, comme c'est le cas chez la plupart des insectes, provoquerait la ponte.

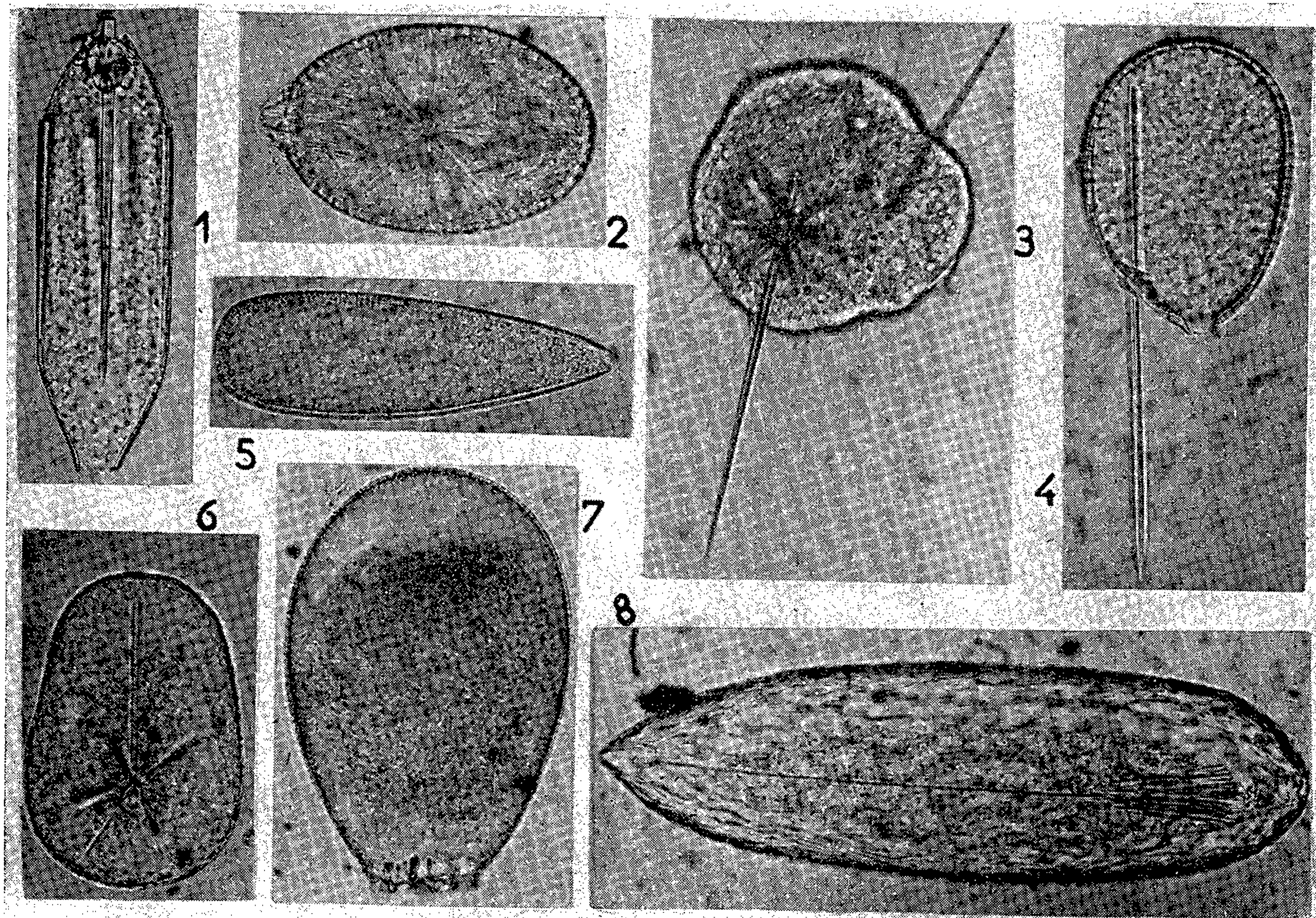
PROTISTOLOGIE. — *Enkystement et reproduction isosporogénétique chez les Acanthaires*. Note (*) de M. **André Hollande** et Mlle **Monique Enjumet**, présentée par M. Louis Fage.

On sait (Schewiakoff, 1926) qu'à certaines époques de l'année, divers Acanthaires Chaunacanthes de la famille des Gigartaconides (*Astrocapsidæ* de Haeckel) sont susceptibles de résorber spicules, gelée et myonèmes, puis de sécréter autour de leur membrane capsulaire une coque épaisse diversement structurée. Les modifications qu'ils subissent ainsi ne sont point sans rappeler celles qui précèdent l'enkystement de maints Protistes. Aussi, bien qu'on ne sache rien de leur évolution, les stades cuirassés des Gigartaconides sont-ils actuellement assimilés à des kystes. L'hypothèse d'un rapport entre enkystement et reproduction est toutefois avancée par Popofsky et Schewiakoff, la sporogenèse n'ayant encore jamais été décrite chez les Gigartaconides.

Des observations personnelles poursuivies à la fois sur le vivant et sur préparations fixées, nous permettent de justifier aujourd'hui cette dernière manière de voir. Elles nous conduisent de plus à relater l'existence d'un semblable processus d'enkystement et de reproduction chez de nombreux Acanthaires appartenant à des ordres aussi variés que les Symphyacanthes, les Arthracanthes ou les Chaunacanthes. Au sein de ces différents groupes, l'enkystement présporogénétique ne s'observe d'ailleurs que pour un petit nombre de formes. De plus, à l'intérieur d'une même famille, coexistent espèces à sporulation directe et espèces chez lesquelles la reproduction est précédée d'un enkystement ou d'un épaississement de la membrane capsulaire.

Les modalités de l'enkystement varient peu : l'Acanthaire élimine

ses Xanthelles, rejette tout résidu alimentaire, puis rétracte couche ectoplasmique périphérique et axopodes. Tandis que se lysent les myonèmes, des gouttelettes lipidiques ainsi que des granules pigmentaires se rassemblent dans la région centrale de l'animalcule. La gelée périphérique devenue plus dense s'amenuise jusqu'à ne former finalement qu'une couche de très faible épaisseur. C'est à la surface de cette dernière



Kystes d'Acanthaires, adultes ou en voie de formation.

que se fait alors le dépôt d'acanthine, origine de la paroi kystique. Très tôt les portions extracapsulaires des spicules se corrodent, se dissolvent ou se cassent. La fonte spiculaire procède de la périphérie vers le centre; elle est soit partielle, soit totale. Elle est généralisée à tous les spicules ou respecte au contraire momentanément certains d'entre eux. Dans quelques cas, la plupart des spicules se rompent non loin de leur point d'origine. Devenus libres dans le plasma, ils sont transportés, grâce aux mouvements de cyclose, dans la région corticale du corps (*fig.* 1 et 3). Là, ils s'ordonnent d'une façon caractéristique et persistent parfois contre la paroi kystique.

Les Acanthaires (*Haliommatidium* par exemple, *fig.* 2) dont le squelette

comporte une coque grillagée née de la ramification des spicules, sont également susceptibles de s'enkyster. A cet effet, ils s'amputent de leurs portions spiculaires libres, et épaississent notablement leur coque. Celle-ci, avant de devenir la paroi du kyste, se perce à l'un des pôles d'un large orifice que viennent border des écailles d'acanthine de néoformation.

Les kystes ont une morphologie et une taille caractéristique. L'étude détaillée que nous en ferons sous peu, semble devoir entraîner quelques remaniements de la systématique des Acanthaires. A côté de kystes clos (*fig.* 8) il en est qui sont pourvus de larges orifices (*fig.* 1 et 7) en nombre variable selon les espèces, groupés ou non, et qui facilitent la sortie des spores. Ils peuvent, à l'occasion, se situer aux pôles opposés du Protiste. Ils correspondent, parfois mais non toujours, aux points d'émergence des anciens spicules.

La paroi kystique, d'épaisseur variable, est diversement ornée. D'une façon très générale, que l'Acanthaire soit ou non pourvu d'une membrane capsulaire, elle est perforée d'un grand nombre de pertuis par lesquels s'échappent à l'extérieur des bouquets de fins pseudopodes. Bien souvent, elle est faite de la juxtaposition de plaques losangiques ou polygonales plus ou moins jointives (1).

Les kystes, une fois individualisés, ne tardent pas à sporuler. Lorsque leur paroi est continue, ils se dissocient ou éclatent, mettant ainsi en liberté spores et « gamétocytes ». Dans le cas contraire, ces derniers s'échappent par les orifices préformés.

L'évolution du kyste, du point de vue cytologique, est celle d'un Acanthaire (*Acanthometra pellucida* par exemple) en sporogenèse banale. A une période d'intense activité mitotique, succède une phase de plasmodiérèse au cours de laquelle l'endoplasme se découpe en nombreux ilôts polynucléés, d'importance très inégale. Naissent ainsi les « gamétocytes » qui très tôt deviennent flagellés et comportent autant de jeux cinétiques que de noyaux. Chaque « gamétocyte » reste le siège d'une très forte multiplication nucléaire; finalement son découpage en ses énergides constitutives est à l'origine des spores. Celles-ci, souvent de très petite taille, sont soit uni-(Arthracanthe sp.) soit biflagellées (*Gigartacon abcisus* Pop.). Aucune figure de méiose n'a pu être observée au cours de la formation des spores. L'évolution de ces dernières nous reste inconnue mais nous ne pensons pas qu'il faille les identifier à des gamètes.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) Ces plaques ne sont pas préformées dans l'endoplasme puis secondairement mises en place par le jeu des pseudopodes, comme le soutient Schewiakoff dans le cas des Gigartaconides.

BIOLOGIE. — *Recherches cytologiques sur la formation des carotinoïdes chez certains Poissons.* Note (*) de M. **Jean Politis**, présentée par M. Maurice Caullery.

Il n'y a aucun doute, depuis les travaux de Schimper, Mayer, Courchet et Guillermond, que les pigments jaunes (xanthophylle) et certains pigments rouges (carotène), qui se rencontrent dans les fleurs, les fruits et certaines racines sont, comme la chlorophylle, le produit de l'activité des plastes. Chez les animaux, il est des caroténoïdes qui, indubitablement, sont de provenance végétale et d'autres pour lesquels, jusqu'à présent, cette provenance n'a pu être démontrée. D'après Verne, quelques caroténoïdes apparaissent comme endogènes; tel est le cas chez les *Crustacés* supérieurs et sans doute aussi chez certains *Vertébrés* inférieurs. Il existe, dans la peau des Poissons, des cellules pigmentaires, jaunes ou rouges, dont le contenu a les caractères de solubilité et les réactions des caroténoïdes; mais des données précises récentes sont rares à leur sujet.

Au cours de nos recherches sur la formation du pigment mélanique, chez certains Poissons, nous avons eu l'occasion d'observer, dans nos préparations, une série de stades intéressants de la formation des pigments caroténoïdes. Ces stades montraient nettement que ces pigments sont élaborés au sein de corpuscules spéciaux.

Nous exposons ici les résultats de nos recherches. Il est facile d'observer tous les stades de la formation des pigments caroténoïdes dans les nageoires caudale, dorsale et ventrale de *Serranus cabrilla*, *Pagellus erythrinus*, *Dantex macrophthalmus*, *Dantex vulgaris*, *Julis vulgaris*.

Au point de vue morphologique, ces pigments sont essentiellement contenus dans les cellules, en général spécialisées, qui les élaborent. Ces cellules peuvent être de grande taille. La cellule pigmentaire mésenchymateuse est essentiellement constituée par un cytoplasme contenant le pigment à titre d'enclave. Chacune de ces cellules, au commencement de la pigmentation, contient, outre le noyau et le cytoplasme, un très petit corpuscule sphérique contenant un pigment rouge, qui présente toutes les réactions microchimiques des caroténoïdes. Ce corpuscule élaborant un caroténoïde est étroitement spécialisé dans cette fonction et nous l'avons nommé *carotinoplaste*.

Ce carotinoplaste grossit progressivement, et, après son développement complet, présente, à sa surface, des excroissances sphériques. Ces excroissances s'agrandissent à leur tour, au point d'égaler le corpuscule primitif, et, ensuite, chacune d'elles porte d'autres excroissances très petites, qui, s'accroissant, paraissent se multiplier par une sorte de bourgeonnement et présentent une coloration rouge. Il se produit aussi un assemblage de

corpuscules sphériques rouges. Une fois parvenues au terme de leur croissance et de leur multiplication, les sphérules pigmentaires semblent se fusionner les unes aux autres, pour constituer de grosses masses occupant la majeure partie de la cellule et refoulant à la périohérie de la cellule le noyau et le cytoplasme.

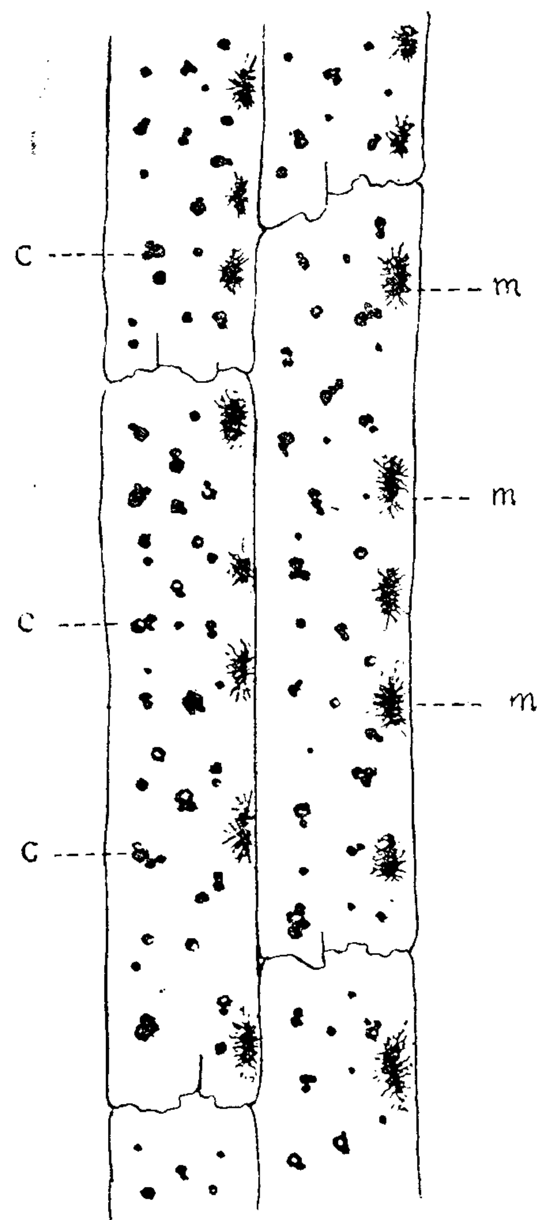


Fig. 1.

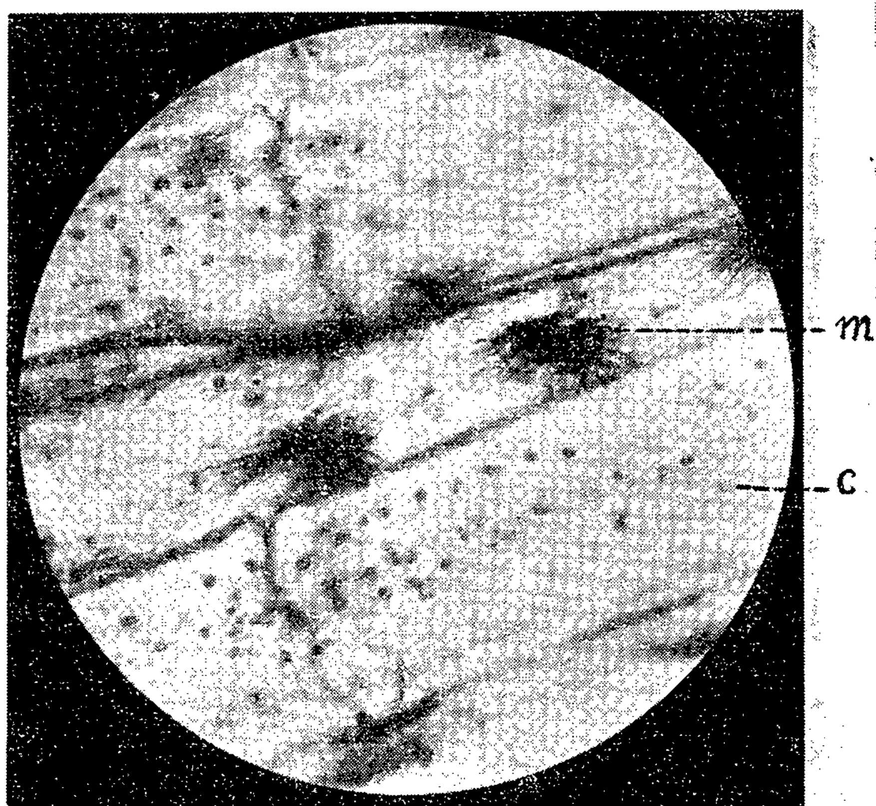


Fig. 2.

Fig. 1. — Formation d'un pigment caroténoïde et d'un pigment mélanique dans les nageoires caudales de *Pagellus erythrinus*. (*m*) Mélanophore, (*c*) Carotinoplastes, qui paraissent se multiplier par une sorte de bourgeonnement.

Fig. 2. — Formation d'un pigment caroténoïde et d'un pigment mélanique dans les nageoires caudales de *Pagellus erythrinus*. (*m*) Mélanophore, (*c*) Carotinoplastes, qui paraissent se multiplier par une sorte de bourgeonnement.

Envisageons maintenant la question de l'hérédité.

En raison de sa visibilité, la pigmentation est un des caractères que les spécialistes de l'hérédité ont très souvent choisi comme criterium. L'hérédité des caractères pigmentaires se rattache à la loi de Mendel. On sait qu'actuellement de nombreux biologistes expliquent la transmission des facteurs héréditaires par le jeu de croisement des chromosomes au cours de la fécondation. La théorie classique considère les gènes comme des particules, qui se trouvent dans le chromosome et sont capables de s'accroître par assimilation et de se diviser en deux particules semblables chaque fois que le chromosome se divise lui-même.

Nous avons constaté que les élaioplastes apparaissent en contact avec le noyau. Leur substance fondamentale aurait la même constitution que les nucléoles. D'autre part, l'examen vital de jeunes pétales d'un certain nombre de fleurs, renfermant de l'anthocyane, nous a permis de constater que celle-ci s'élabore dans un cyanoplaste unique par cellule, qui possède la propriété de s'accroître, de se multiplier et se trouve souvent au voisinage du noyau. Ces faits nous ont conduit à supposer qu'un gène, après être sorti du noyau, constituerait un cyanoplaste. Ce que nous avons supposé pour la formation de l'anthocyane nous pouvons le supposer pour les caroténoïdes chez certains Poissons.

Dans le *Julis vulgaris*, on voit, outre les granules mélaniques, des corpuscules contenant un caroténoïde jaune et d'autres corpuscules renfermant un caroténoïde rouge.

Ces deux pigments doivent être considérés comme des produits de l'activité des gènes spécialisés.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

BIOLOGIE. — *Mise en évidence d'acide urique dans les « organes jaunes » du Crustacé Troglobie* Cæcosphæroma Burgundum *Dollfus*. Note (*) de MM. **Roger Husson** et **Herbert Schorr**, présentée par M. Louis Fage.

Au cours de recherches sur la biologie de ce Crustacé des eaux souterraines lorraines des « organes jaunes » avaient été mis en évidence et homologués aux organes de Zenker des Crustacés épigés. Les concrétions observées dans ces organes sont uniquement constituées par de l'acide urique, le test des urates de même que le test de la guanine restant en effet négatifs.

Les Crustacés Isopodes des eaux souterraines appartenant à l'espèce *Cæcosphæroma burgundum* Dollfus n'avaient été, jusqu'à ces dernières années, trouvés qu'en petit nombre et n'avaient pu être étudiés que du point de vue systématique. La trouvaille d'une riche station de ce Crustacé dans une captation d'eau de la région de Metz (R. Husson et J. Daum, 1953) ([1]), ([2]) avait rendu possible l'étude de la biologie et du développement postembryonnaire de ce troglobie (J. Daum, 1954) ([3]).

Au cours de ce travail J. Daum a été amené à signaler pour la première fois des « organes jaunes » très bien visibles sur le vivant et répartis régulièrement sur tout le corps de l'animal mais particulièrement développés dans le prosoma et le pléotelson. Récemment l'étude de la répartition de ces organes a été envisagée non seulement dans l'espèce en question sur des individus provenant soit de Lorraine, soit de Bourgogne mais aussi dans l'espèce voisine du Jura *Cæcosphæroma Virei* Dollfus et dans une

autre espèce cavernicole de Lorraine, *Asellus cavaticus* Leydig (R. Husson et J. Daum) ([4]), ([5]).

Du point de vue morphologique et histologique ces organes jaunes semblent devoir être homologués aux organes de Zenker décrits chez d'autres Crustacés Isopodes. Comme l'a fait remarquer J. Daum les organes jaunes de *C. burgundum* donnent une réaction de la murexide positive et il conclut comme on le fait généralement à l'existence d'urates et d'acide urique.

Récemment, J. Schindler ([6]) au cours de recherches sur les substances de réserve et d'excrétion chez les Arthropodes a mis au point toute une série de méthodes de détection microchimique des purines qui lui ont permis de mettre en évidence électivement de l'acide urique aussi bien que des urates dans le tissu adipeux de divers Aptérygotes. Nous nous sommes proposés d'appliquer ces techniques à nos Crustacés de façon à préciser les substances de déchet azoté stockées sous forme de concrétions dans les organes jaunes.

En effet une réaction positive de la murexide ne permet pas d'affirmer la présence d'urates ou d'acide urique. Toute une série de purines donnent la réaction, aussi bien l'acide urique que les urates, la guanine, la xanthine. D'autre part il est connu ([7]) que certaines ptérines réagissent elles aussi positivement et ces substances constituent des pigments allant du jaune au rouge. Selon toute vraisemblance les concrétions des organes jaunes pourraient être ou de l'acide urique ou des urates ou un mélange des deux. Devant le peu de spécificité de la réaction de la murexide il était nécessaire de préciser par les méthodes microchimiques quelle était la substance (ou les substances) existant dans les organes jaunes qui puisse être tenue pour responsable de la réaction.

Test de l'acide urique de Schindler. — On utilise l'action d'une lessive aqueuse de potasse qui a la propriété de donner avec l'acide urique des cristaux caractéristiques d'urate de potassium. Nous avons fait, d'une part, une réaction témoin avec de l'acide urique et, d'autre part, la réaction avec des organes jaunes dilacérés. Dans les deux cas nous avons observé la formation des mêmes cristaux caractéristiques décrits par Schindler, mettant ainsi en évidence électivement la présence d'acide urique dans les organes jaunes.

Test des urates de Schindler. — A la différence de l'acide urique, les urates ne donnent pas de cristaux par traitement à la lessive aqueuse potassique, par contre en utilisant une lessive alcoolique les urates donnent des sels doubles à cristaux de forme caractéristique alors que l'acide urique ne réagit pas. Ce test appliqué aux organes jaunes reste négatif, les sels doubles ne se formant pas. On peut donc conclure à l'absence d'urates.

Test de la guanine. — Schindler a également mis au point un test micro-

chimique d'une autre purine, la guanine. L'utilisation de l'acide chlorhydrique ou de la potasse, puis de l'acide picrique, provoque la formation de cristaux de picrate de guanine de forme caractéristique. Appliqué aux organes jaunes ce test a donné un résultat négatif.

Ainsi par l'utilisation de ces nouvelles méthodes microchimiques nous avons pu mettre en évidence la nature des concrétions observées dans les organes jaunes : il s'agit là d'acide urique. Ce produit d'excrétion azotée est lentement stocké sous forme de concrétions qui s'accumulent toute la vie durant dans les organes jaunes qui s'accroissent à mesure que le Crustacé vieillit.

Les organes jaunes, que nous avons observés chez divers Isopodes troglobies (*Cæcosphæroma burgundum, C. Virei, Asellus cavaticus*) et que nous venons d'étudier par les techniques microchimiques chez *C. burgundum*, ont ainsi une fonction d'excrétion azotée analogue à celle des cellules à urates mises en évidence chez de nombreux Insectes.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2345-2347.

(2) *Annales Universitatis Saraviensis*, 2, 1953, p. 166-174.

(3) *Annales Universitatis Saraviensis*, 3, 1954, p. 104-160.

(4) in litt. *C. R. Congrès Ass. Fr. Avanc. Sciences*, Dijon, 1956.

(5) in litt. *Notes Biospéologiques*, 12, 1957.

(6) *Oester. Zool. Zeits.*, 2, 1950, p. 517-567.

(7) D. L. Fox, *Animal biochromes and structural colours*, Cambridge, University Press, 378 pages.

BIOLOGIE. — *Iode radioactif et sécrétion thyroïdienne*. Note (*) de Mme **Euphrosyne Triantaphyllidis**, présentée par M. Maurice de Broglie.

De nombreux travaux ont établi l'hétérogénéité du tissu thyroïdien. Des états différents de fonctionnement de la glande correspondent à des dimensions différentes des vésicules thyroïdiennes; les grandes vésicules prédominent dans les états d'hypofonctionnement, les petites dans les états d'hyperfonctionnement.

Ces faits nous ont amené à formuler l'hypothèse que les activités spécifiques de l'iode, après injection unique d'iode radioactif, ne sont pas égales dans les vésicules de dimensions différentes.

Étant donné que le métabolisme dans les petites vésicules est plus rapide que dans les grandes, il suffisait, pour confirmer notre hypothèse, de montrer que l'iode radioactif est sécrété, pendant les premiers jours tout au moins, plus rapidement que l'iode total thyroïdien.

32 rats adultes mâles, d'un poids moyen de 220 g, ont reçu une injection de 0,5 μC d'iode 131 ; 17 rats, tués à la 6e heure, ont servi de témoins,

les 15 autres ont reçu des injections biquotidiennes de 100 mg de ClO_4Na, dans le but d'empêcher toute entrée d'iode dans la thyroïde (une expérience auxiliaire montra l'efficacité de ce traitement); les rats soumis aux injections de perchlorate ont été sacrifiés quatre jours après le début de l'expérience. On a dosé l'iode radioactif et stable dans toutes les thyroïdes; le tableau suivant résume les résultats de l'expérience.

N°	Poids animal (g).	Poids thyroïde (mg).	^{131}I (%).	^{127}I thyroïde (µg).	Activités spécifiques $\left(\frac{\text{\% de la dose}}{\mu g}\right)$.
Rats tués 6 h après injection de ^{131}I (avant perchlorate).					
1	282	12	11,4	8,14	1,40
2	210	15	12,5	6,21	2,01
3	207	11,5	6,6	5,94	1,11
4	245	15	12,0	6,21	1,93
5	197	22	7,0	8,77	0,80
6	230	13	16,4	6,72	2,44
7	190	17	18,7	6,81	2,74
8	190	20	8,5	8,80	0,97
9	290	24	15,0	15,40	0,98
10	225	10	10,8	8,15	1,32
11	170	19	4,4	5,70	0,77
12	160	16,5	8,6	6,80	1,26
13	305	20	16,3	15,35	1,06
14	205	16	7,3	6,80	1,07
15	290	17	18,0	6,80	2,65
16	255	14	9,0	6,80	1,32
17	180	16	8,0	6,80	1,13
Moyennes...	223	16,4	11,4	8,00	1,44
Rats tués 4 jours après ^{131}I et perchlorate de sodium.					
1	198	14	8,0	5,60	1,43
2	183	14	4,6	6,90	0,67
3	270	17	3,4	2,65	1,28
4	272	21	8,3	6,90	1,20
5	192	14,5	6,3	7,75	0,81
6	320	57	4,4	4,30	1,02
7	232	13	2,1	4,50	0,47
8	203	14	5,7	6,90	0,83
9	195	13	4,8	6,80	0,70
10	210	15	5,1	6,90	0,74
11	275	18,5	5,4	7,74	0,70
12	300	14,5	1,1	4,50	0,24
13	317	26	6,9	6,90	1,0
14	265	38	4,2	3,20	1,31
15	215	16	6,5	5,60	1,16
Moyennes...	226	16	5	5,85	0,86

L'examen du tableau permet de dégager les faits suivants :

1° L'arrêt de la captation d'iode dans la thyroïde du rat par le perchlorate de sodium ne modifie pas la vitesse de sécrétion, pendant la durée de l'expérience : en quatre jours 57 % de l'iode radioactif ont quitté la thyroïde, la période est de trois jours environ, comme pour la thyroïde normale ([1]).

2° La vitesse de sécrétion de l'iode total (127) thyroïdien est plus faible que celle de l'iode marqué, pour la même période : 27 % de l'iode 127 ont quitté la thyroïde en moyenne contre 57 % de l'iode 131. La différence des deux moyennes est très significative statistiquement, au meilleur seuil de $P = 0{,}01$ (test t de Student $= 3{,}2$).

En d'autres termes, les activités spécifiques de l'iode sécrété pendant les premiers jours qui suivent une injection unique de l'iode 131 sont plus élevées que celles de l'iode total thyroïdien. Les activités spécifiques à la 6e heure sont de 1,44; au 4e jour de 0,86; celles de l'iode sécrété pendant les quatre premiers jours sont de 3 en moyenne.

3° La quantité d'iode sécrétée quotidiennement, calculée à partir de la différence des concentrations moyennes d'iode stable entre la 6e heure et le 4e jour est de $2{,}15/4 = 0{,}54$ μg par jour.

Ces résultats montrent qu'on ne peut extrapoler directement des données obtenues avec l'iode radioactif au métabolisme de l'iode stable, lorsqu'il s'agit de l'aspect quantitatif des phénomènes.

Négliger l'hétérogénéité du tissu thyroïdien, ainsi qu'ont fait certains auteurs ([2]) équivaut à l'introduction dans les calculs d'une source d'erreurs qui peut atteindre un facteur 3 ou 4.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

([1]) E. TRIANTAPHYLLIDIS, *XXe Congrès International de Physiologie*, Bruxelles, août 1956.

([2]) A. ALBERT, *Endocrinol.*, 45, n° 3, 1951; K. BROWN, GRANT, GIBSON, *J. Physiol.*, **126**, 1954, p. 1; BERSON, YALOW, *J. Clin. Investig.*, 33, n° 11, 1954.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Ultracentrifugation et électrophorèse d'histones de placentas humains.* Note de Mlle **LUISA HIRSCHBEIN** et Mme **YVONNE KHOUVINE**, présentée par M. Jacques Duclaux.

A partir des désoxyribonucléoprotéides du placenta humain, on isole deux histones : 1° à pH 9 et 2° à pH 6,5. L'histone I semble homogène, l'histone II semble formée par le mélange de monomères et de polymères d'une même histone.

On a montré que la structure des acides désoxyribonucléiques (ADN) du placenta humain dépend du mode d'obtention des désoxyribonucléoprotéides (DNP) ([1]). On a montré d'autre part, que les histones de

l'épithélioma atypique du Rat sont riches en lysine ou en arginine, selon le mode de préparation des DNP ([2]). On connaît, enfin, plusieurs histones du thymus de veau ([3]) et I. A. Lucy et J. A. V. Butler ([4]) ont montré qu'à des histones de thymus de veau riches en lysine sont liés des ADN riches en guanine et en cytosine et qu'à des histones riches en arginine sont liés des ADN riches en adénine et en thymine.

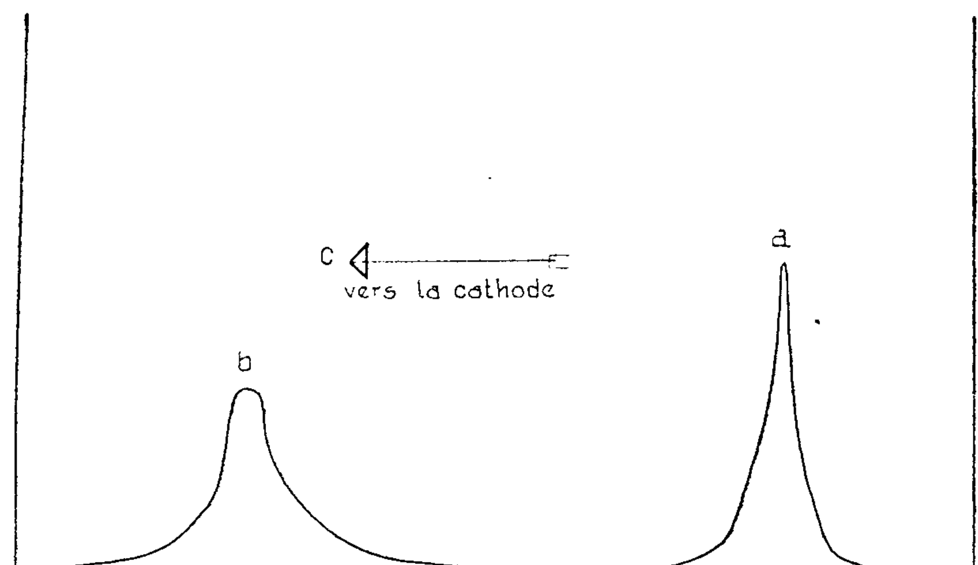


Schéma d'un diagramme d'électrophorèse d'HISTONE N° I - PH 4.5
durée de l'experience : 22 m

a — frontière ascendante.
b — frontière descendante.
c — sens du déplacement électrophorétique.

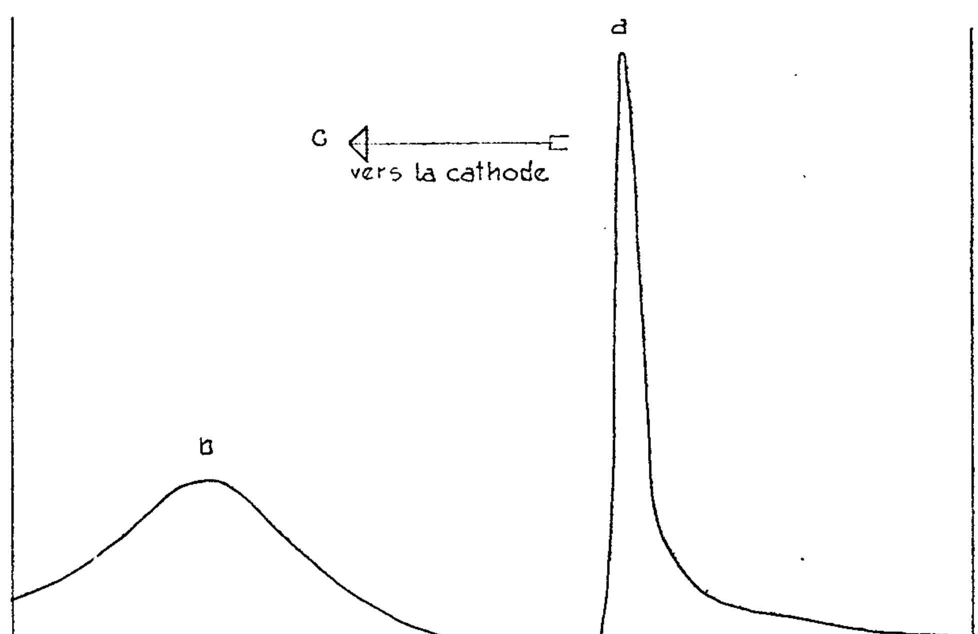


Schéma d'un diagramme d'électrophorèse d'HISTONE N° II - PH 4.5
Durée de l'experience 30 m.

Nous avons voulu reprendre et compléter notre première étude sur le placenta en préparant des DNP suivant plusieurs méthodes, en fractionnant les histones à divers pH et en étudiant à la fois les ADN et les histones.

Nous ne donnerons ci-dessous que les résultats d'ultracentrifugation et d'électrophorèse sur papier d'histones, N. H. Ui ([5]) ayant annoncé, tout récemment, des résultats analogues aux nôtres, mais obtenus avec des histones de thymus de veau.

Extraction des DNP. — L'extraction est commencée 1 à 2 h au plus après l'accouchement, le placenta ayant été conservé dans la glace.

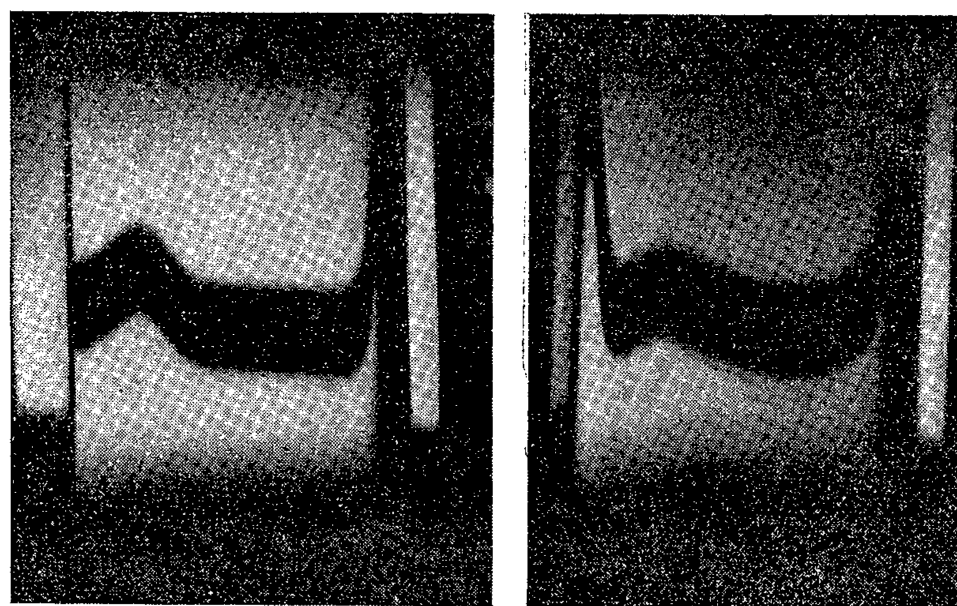
On enlève les membranes, les gros vaisseaux et on lave dans une solution de saccharose 0,25 M glacée des morceaux de quelques centimètres de côté. (Toutes les opérations sont faites entre 0 et 4°.) On extrait les ribonucléoprotéides par FNa 0,1 M et, ensuite les DNP par ClNa à 10 %, selon Mirsky, en agitant lentement, 12 h avec un agitateur mécanique. On centrifuge 1 h à 3 000 g et l'on précipite les DNP dans H_2O. On obtient de longues fibres qu'on lave par dialyse de 12 h, en changeant l'eau trois fois. On purifie par trois redissolutions dans ClNa, reprécipitations dans H_2O et dialyses. Ces DNP ont un rapport N/P de 4,15.

Obtention des histones. — On triture les DNP, trois fois, avec ClH N/5. On réunit les liquides de centrifugation et l'on constate que le résidu contient des ADN (spectre et identification des bases) lié à une assez forte proportion de protéines puisque le N/P est 2,61. Dans la solution d'histones, on amène le pH à 9 et l'on recueille ce que nous appelons les histones I, puis à pH 6,5 on précipite les histones II. Ces histones sont purifiées par redissolutions acides, reprécipitations aux pH isoélectriques, deux ou trois fois, et sur une même solution, on fait l'ultracentrifugation et l'électrophorèse sur papier.

Ultracentrifugation. — Après 12 h de dialyse contre un tampon phosphate à pH 4,5, on obtient les clichés I et II.

Pour l'histone I, $S_{20} = 2,35$.

Pour l'histone II, $S_{20} = 0,735$ (75 %) et 6,1 (22 %).



Ultracentrifugation — I: Histone I, (82 mn) — II: Histone II, (80 mn)

Électrophorèse sur papier. — Comme on peut le constater sur les diagrammes, les histones I et II ne présentent qu'un seul pic à pH 4,5.

Avec une solution d'histone II, provenant d'une autre préparation, une électrophorèse, faite à pH 7,7, ne met en évidence qu'un seul pic.

Les résultats d'électrophorèse et d'ultracentrifugation sont concordants pour l'histone I. Ils laissent croire à son homogénéité. En revanche, ils

ne concordent pas pour les histones II qui ne sont pas homogènes à l'ultracentrifugation, mais qui le paraissent à l'électrophorèse. Il est possible que la solution ne soit pas assez concentrée pour qu'à l'électrophorèse on puisse obtenir un deuxième pic, mais il est possible, également, que l'histone soit formée d'un mélange d'une histone légère et d'une histone de même composition, mais d'un degré de polymérisation plus élevé.

N. H. Ui ([5]) pense que des histones dont les S_{20} sont compris entre 5 et 10 sont des histones agrégées, c'est-à-dire, croyons-nous, des histones polymérisées. L. Colobert et S. de Mende ([6]) font remarquer que lorsqu'un pic de courbe ascendante n'est pas symétrique et que l'aspect entre la frontière ascendante et descendante n'est pas le même, des interactions peuvent exister entre des protéines dont l'équilibre se modifie au cours de l'électrophorèse et que ces protéines sont des mélanges de monomères et de polymères. Or, si l'on examine le pic des histones, on observe qu'une des branches « traîne » un peu et que l'aspect des deux frontières est différent. Ceci pourrait expliquer pourquoi, à l'électrophorèse, nous n'obtenons qu'un pic et pourquoi nous en obtenons deux à l'ultracentrifugation.

Nos résultats, avec les DNP de placentas humains sont en accord avec ceux que nous avions obtenus avec l'épithélioma, avec ceux de Grégoire et Limozin, de Butler et de ses collaborateurs et avec ceux de A. E. Mirsky et MM. Daly ([6]). Dans le placenta, comme dans le thymus de veau et dans l'épithélioma atypique du Rat, il y a plusieurs histones, elles ont des points isoélectriques différents, des constantes de sédimentation et des mobilités différentes. L'étude de leur composition chimique nous montrera si les histones I ont la même teneur en acides aminés que les histones II et si ces dernières sont réellement des mélanges de protéines de poids moléculaires différents.

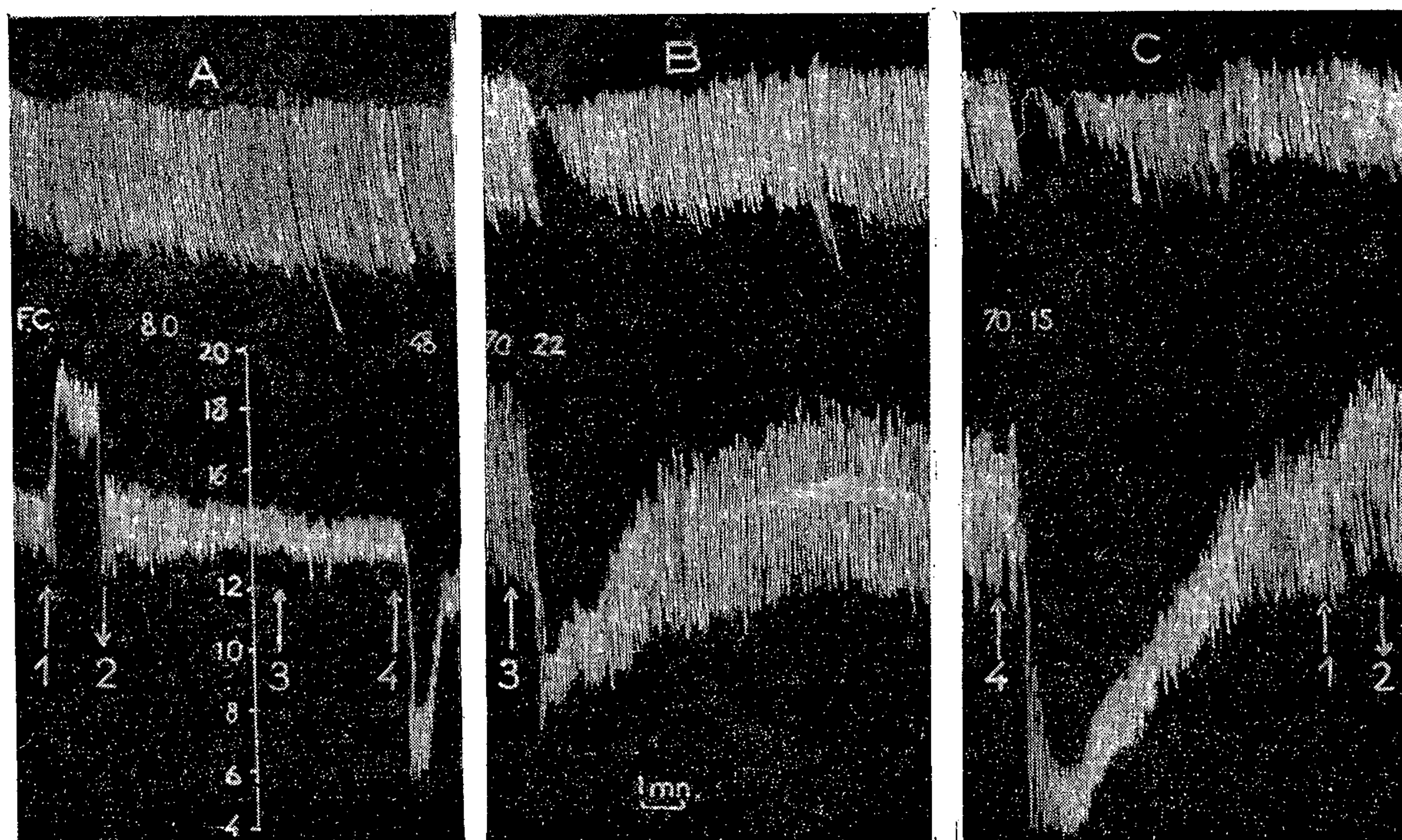
([1]) Y. Khouvine et J. Vieyres, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 37, 1955, p. 623.
([2]) Y. Khouvine et F. Baron, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 33, 1951, p. 229.
([3]) J. Grégoire et M. Limozin, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 36, 1954, p. 15; P. F. Davison, D. X. James, K. W. Shooter et J. A. V. Butler, *Biochem. Biophys. Acta*, 15, 1954, p. 415; A. E. Mirsky et M. M. Daly, *J. gen. Physiol.*, 38, 1955, p. 404.
([4]) *Biochem. Biophys. Acta*, 16, 1955, p. 431.
([5]) *Biochem. Biophys. Acta*, 22, 1956, p. 209.
([6]) *J. Chim. Phys.*, 1956, p. 206.

PHARMACODYNAMIE. — *Potentialisation par la réserpine et la rescinnamine des effets cardiovasculaires et respiratoires de la vératrine.* Note de M. **Henri Schmitt** et M^me^ **Hélène Schmitt**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Au cours de recherches sur le mécanisme de l'action hypotensive de la réserpine et de la rescinnamine, nous avons étudié l'influence de ces deux

alcaloïdes extraits de *Rauwolfia Serpentina Benth.* sur l'effet Bezold-Jarisch déclenché par la vératrine.

L'injection intraveineuse de vératrine provoque, en effet, l'apparition de bradycardie, d'hypotension et d'apnée, ces trois phénomènes constituent les caractéristiques de l'effet Bezold-Jarisch. Ces réactions cardiovasculaires de la vératrine sont dues à son action sur des récepteurs cardiopulmonaires. D'après R. M. Aviado et C. F. Schmidt (1), ces récepteurs sont des pressorécepteurs; pour G. S. Dawes et J. H. Comroe (2), ce sont des chimiorécepteurs.



Chien ♀ 9 kg, 0,08 g/kg chloralose.

1re ligne : respiration.
2e ligne : fréquence cardiaque.
3e ligne : pression artérielle.

En 1 : occlusion des deux carotides communes.
En 2 : désocclusion des deux carotides communes.
En 3 : injection intraveineuse de 5 μg/kg de sulfate de vératrine.
En 3 : injection intraveineuse de 10 μg/kg de sulfate de vératrine.

En A : contrôle.
En B : 30 mn après l'injection de 1 mg/kg de réserpine.
En C : suite de B.

Remarquer la potentialisation des réactions cardiovasculaires et respiratoires de la vératrine et l'inhibition du réflexe sinocarotidien.

Les travaux de A. S. Dontas (3) ont déjà montré que la réserpine sensibilise les chimiorécepteurs sinocarotidiens à leurs excitants habituels, mais elle n'agit pas sur les pressorécepteurs sinocarotidiens. De même, H. J. Bein (4) a trouvé que la réserpine ne potentialise pas le réflexe de Breuer-Hering.

Notre étude a porté à la fois sur le Chien, le Chat et le Singe (*Erythrocebus patas* et *Papio papio*).

Comme le montre l'enregistrement, l'injection intraveineuse préalable de 0,1 à 1 mg/kg de réserpine ou de rescinnamine potentialise la bradycardie, l'hypotension et l'apnée déclenchées par l'injection intraveineuse de 0,005 à 0,020 mg/kg de sulfate de vératrine. On voit que cette potentialisation apparaît quelques minutes après l'injection intraveineuse de vératrine, avant même l'apparition de l'hypotension propre à la réserpine ou à la rescinnamine et avant l'inhibition du réflexe hypertenseur sinocarotidien.

Par contre, nous avons constaté que l'injection intracisternale de 0,1 à 0,5 mg de réserpine ou de rescinnamine n'accroît pas et même diminue les effets de la vératrine.

La réserpine et la rescinnamine ne semblent donc pas agir sur les centres bulbaires pour produire cette potentialisation de l'effet Bezold-Jarisch.

Cette sensibilisation des récepteurs cardiopulmonaires par la réserpine et la rescinnamine n'explique pas le mécanisme de l'action hypotensive propre à ces alcaloïdes. En effet, la section des vagues, qui supprime l'effet Bezold-Jarisch, n'influence pas l'hypotension artérielle générale provoquée par la réserpine. Mais on peut penser qu'il existe des récepteurs situés dans d'autres territoires de l'organisme dont la sensibilisation par la réserpine entraînerait une hypotension.

(1) *Physiol. Rev.*, 35, 1955, p. 247.
(2) *Physiol. Rev.*, 34, 1954, p. 167.
(3) *J. Pharmacol. Exper. Therap.*, 116, 1956, p. 17.
(4) *Amer. New York Acad. Sc.*, 61, 1955, p. 4.

VIROLOGIE. — *Retour de sa forme évoluée du virus grippal à sa forme primitive.* Note (*) de M^lle^ GENEVIÈVE CATEIGNE, présentée par M. René Dujarric de la Rivière.

Après avoir obtenu, à partir de particules incomplètes de virus grippal (types A et B), un germe qui est identifiable à un coccus, nous avons essayé de réaliser le retour de ce coccus à sa forme primitive, en supposant qu'un agent inducteur devait intervenir pour rendre possible ce retour.

Étant donné l'origine de ce germe, nous avons pensé que certains éléments submicroscopiques de la cellule bactérienne pouvaient avoir les propriétés d'un provirus et qu'un agent inducteur pourrait favoriser la transformation de provirus en virus. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons appliqué la méthode d'induction de A. Lwoff (1950) (1).

Il existe vraisemblablement de nombreux inducteurs physiques ou chimiques susceptibles d'intervenir; nous avons essayé un agent physique : l'irradiation par rayons ultraviolets. Nous avons irradié le germe isolé pendant 2 mn, à une distance de 37 cm (culture de 24 h en bouillon Martin). Après irradiation, nous avons laissé la culture pendant 1 h à l'obscurité, à la température du laboratoire. Nous l'avons ensuite filtrée sur bougie Chamberland L_3 et nous avons inoculé, par voie allantoïque, ce filtrat à des œufs embryonnés de 11 jours. Cette inoculation a été effectuée tant avec le liquide concentré qu'avec des dilutions allant de 10^{-2} à 10^{-6}.

Les prélèvements ont été faits 48 h après l'inoculation. L'examen microscopique de ces prélèvements, colorés par la méthode de Gram, a été effectué sur le liquide allantoïque. Les images observées correspondaient à celles obtenues après passage, par voie vitelline, des « particules incomplètes » de virus grippal. Il ne semblait pas y avoir de cellules infectées. La réaction d'hémagglutination faite sur ces liquides allantoïques avec des hématies humaines et aviaires se montra négative.

Un travail récent de E. D. Kilbourne (1955) [2] « sur la réactivation de particules de virus grippal non infectantes par la cortisone injectée à l'hôte », nous a incité à modifier nos expériences. Nous avons, en tenant compte de cette donnée, refait la même irradiation et la même inoculation à l'œuf embryonné. Mais, 1 h après l'inoculation du filtrat irradié, nous avons injecté, toujours par voie allantoïque, 1 mg de cortisone à chaque œuf inoculé. Après 48 h d'incubation à l'étuve à 38°, les œufs ont été maintenus pendant 18 h à la glacière. Des prélèvements ont été ensuite effectués.

L'examen microscopique des liquides allantoïques après coloration de Gram fut pratiqué. Dans certains cas, ils ne montrèrent aucun élément, dans d'autres, on constata la présence de très fins granules Gram-positifs à la limite de la visibilité microscopique optique (inoculations faites avec des liquides concentrés).

La réaction d'hémagglutination pratiquée sur les liquides allantoïques (hématies humaines et aviaires) fut positive pour 15 œufs sur 16. Cette hémagglutination avait l'aspect typique de l'hémagglutination grippale. Une réaction d'inhibition d'hémagglutination (réaction de Hirst) fut effectuée avec un immun-sérum A-PR 8, l'antigène A-PR 8 (témoin) et le virus obtenu après induction du germe et adjonction de cortisone dans le milieu vivant de culture. Nous avons ainsi obtenu une inhibition très nette de ce virus, fait qui témoigne de sa spécificité et du retour au type de souche A-PR 8.

Ce cycle que nous avons fermé apporte la certitude que, dans le cas qui nous occupe, les bactéries ne sont pas séparées des virus. Nous avons ici la démonstration de l'hypothèse de Ch. Nicolle qui émettait l'idée de

l'origine bactérienne des virus par pertes successives de fonctions métaboliques rendant le parasitisme intracellulaire obligatoire, et de celle de R. Dujarric de la Rivière, qui, après les résultats positifs obtenus en filtrant un liquide péritonéal contenant de fins granules provenant du B. de Pfeiffer écrivait : « ce fait, très intéressant, pourrait éclairer d'un jour nouveau le problème de l'étiologie de la grippe et établir un lien entre la théorie du virus filtrant grippal et celle du Bacille de Pfeiffer ».

Nous pensons que cette modification peut être effectuée par stades successifs, mais qu'elle peut se produire également brusquement sans phase intermédiaire.

Nous ne présentons ici que les résultats biologiques positifs sans envisager les problèmes qu'ils soulèvent du point de vue génétique et biochimique.

Nous avons observé que, dans le cas étudié et dans les conditions dans lesquelles nous nous sommes placée, l'étape de la vie libre à la vie intracellulaire s'est effectuée par deux processus :

a. par l'induction des éléments que nous appellerons « pro virus »;

b. par la modification probable de la perméabilité de la surface cellulaire par action de la cortisone.

Ainsi, après avoir mis en évidence à partir de particules incomplètes de virus grippal (types A et B) un germe identifiable à un coccus, nous avons obtenu le retour au virus par l'action d'un agent inducteur et d'une hormone.

Le fait que certains éléments cellulaires submicroscopiques sont dotés d'un potentiel de synthèse et d'adaptation aussi puissant, « unité reproductive minima » pressentie par L. Carrère, pourra éclairer d'un jour nouveau certains phénomènes qui sont à la base de la vie cellulaire.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) A. Lwoff, L. Siminovitch et N. Kjeldgaard, *Ann. Inst. Pasteur*, **79**, 1950, p. 815.

(2) *J. Exp. Med.*, **101**, 1955, p. 437-450.

SÉROLOGIE. — *Isolement par élution fractionnée des lipoprotéides du sérum humain.* Note de MM. **Georges Sandor**, **Pierre Slizewicz**, Mme **Marguerite Sandor** et Mlle **Paule Chiche**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'adsorption est effectuée selon Burstein et Samaille (1) par une suspension fraîchement préparée d'oxalate de calcium. Une solution de citrate de sodium à 3% élue uniquement des lipoprotéides de densité élevée et l'on obtient les lipoprotéides de densité faible avec une solution à 15% du même sel.

M. Burstein et J. Samaille (1) ont montré qu'une suspension fraîchement préparée d'oxalate de calcium adsorbe sélectivement les α et les β-globu-

lines sériques ainsi que les lipoprotéides. Partis de l'observation de ces auteurs nous avons appliqué à l'adsorbat un principe d'élution fractionnée qui nous a permis de séparer facilement les lipoprotéides de densité élevée de ceux de densité faible.

Nos travaux se rapportent au sérum humain normal. En règle générale, celui-ci est dilué au 1/10e, soit dans l'eau distillée, soit dans l'eau physiologique, puis amené à pH 5,6. On mélange extemporanément petit à petit en agitant énergiquement une solution d'oxalate de sodium avec une solution de chlorure de calcium en quantités équivalentes, puis on verse la suspension dans le sérum. D'habitude, nous utilisons 6 g d'oxalate de sodium et 4,95 g de chlorure de calcium anhydre pour 100 ml de sérum. L'adsorption est poursuivie par agitation douce pendant une heure. L'élution est effectuée par des solutions de citrate trisodique de concentrations variées. On agite pendant une heure lentement pour éviter la production de mousse, puis on recueille l'éluat par centrifugation.

Avec 3 % de citrate trisodique, environ 15 % des lipides sériques sont élués à partir d'un mélange qui contient tous les protéides du sérum mais où prédominent indiscutablement les β et les α-globulines. Dans un certain nombre de cas, les lipoprotéides ont été soumis à la flottation sur une solution de bromure de potassium et de chlorure de sodium de densité égale à 1,22 selon A. A. Green, L. A. Lewis et I. H. Page [2]. Approximativement, 25 % flottent après une centrifugation de 7 h environ à 100 000 g. Une estimation préliminaire indique qu'ils ont une densité de 1,11 environ. Dans l'un des cas étudié, l'ultracentrifugation analytique n'a révélé qu'un seul composant. Mise en présence de sérum de lapin antilipoprotéides humains de densité faible, la fraction qui flotte ne semble pas donner de précipité. Mais sa composition chimique est variable (tableau I) et il en est de même pour le poids moléculaire déterminé par la mesure de l'intensité de la lumière diffusée.

TABLEAU I.

Taux et composition lipoïdiques des protéides élués par le citrate de sodium à 3 %.

	Protéides (% de lipoprotéides).	Lipides (% de lipoprotéides).	Cholestérol (% de lipides).	Phosphatides (% de lipides).
I. Éluat brut :				
Préparation 1......	86,4	13,6	20	22
» 2......	85,2	14,8	19,6	20,7
II. Lipoprotéides flottés :				
Préparation 1......	51,4	48,6	22,5	17
» 2......	36	64	22,5	14,3
» 3......	46,5	53,5	17,3	4,2

Après l'épuisement par le citrate trisodique à 3 %, on élue 30 à 40 % des lipides sériques par une solution de citrate trisodique à 15 %. L'éluat, parfaitement limpide, est fortement coloré en jaune. Le taux lipoïdique est très proche de celui des lipoprotéides de densité faible obtenus soit selon J. L. Oncley, F. R. N. Gurd et M. Melin (3), soit selon G. Sandor et P. Slizewicz (4), soit selon Burstein (5) et l'éluat se rapproche encore de ces derniers par sa richesse en cholestérol (tableau II). En outre, il donne une réaction de précipitation manifeste avec le sérum de lapin anti-lipoprotéides humains de densité faible. Nous avons trouvé par diffusion lumineuse une première fois un poids moléculaire de 4,100 000 et, une deuxième fois, de 6,900 000. Il s'agit donc d'une très grosse molécule.

TABLEAU II.

Taux et composition lipoïdiques des lipoprotéides élués par le citrate de sodium à 15%.

	Protéides (% de lipoprotéides).	Lipides (% de lipoprotéides).	Cholestérol (% de lipides).	Phosphatides (% de lipides).
Préparation 1...........	22,4	77,6	31	4,9
» 2...........	26,5	73,5	28,5	15
» 3...........	26,6	73,4	41	8

R. S. Alm, R. J. P. Williams et A. Tisélius (6) ont montré toute l'utilité de la chromatographie de remplacement avec gradient de force ionique pour le fractionnement des mélanges protéidiques. En particulier, avec l' « Amberlite I. R. C.-50 » la technique a été utilisée depuis dans un certain nombre de cas (7), (8), (9), (10), (11), (12), (13). Reposant sur le même principe, l'élution fractionnée que nous rapportons ci-dessus fut appliquée depuis le début du siècle au fractionnement de mélanges diastasiques. Mais qu'elle soit appliquée sous cette dernière forme ou sous-forme de chromatographie de remplacement, l'adsorption par l'oxalate de calcium, en raison de sa simplicité et en raison de sa sélectivité, est appelée, il nous semble, à rendre des services dans le fractionnement des mélanges protéidiques.

(1) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2022.
(2) *Federation Proceedings*, 10, 1951, p. 191.
(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 458.
(4) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1377.
(5) M. Burstein et J. Samaille, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 527.
(6) *Acta chem. Scandinavica*, 6, 1952, p. 826.
(7) C. H. W. Hirs, S. Moore et W. H. Stein, *J. biol. Chem.*, 200, 1953, p. 493.
(8) H. H. Tallan et W. H. Stein, *J. biol. Chem.*, 200, 1953, p. 507.
(9) M. L. Heidemann, *Endocrinology*, 53, 1953, p. 640.

([10]) S. P. TAYLOR, *Proceedings of the Society for experimental biology and medicin*, 85, 1954, p. 226.
([11]) N. K. BOARDMAN et S. M. PARTRIDGE, *Biochem. J.*, 59, 1955, p. 543.
([12]) J. F. CRIGLER Jr. et D. F. WAUGH, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 4407.
([13]) J. G. PIERCE et J. F. NYE, *J. biol. Chem.*, 222, 1956, p. 777.

GÉRONTOLOGIE. — *Étude sur le vieillissement dans la classe ouvrière à l'aide de courbes de salaires.* Note de M. **PHILIPPE BAUMGARTNER**, présentée par M. Léon Binet.

Lorsque le salaire d'un ouvrier est en rapport direct avec la quantité de travail effectué dans une journée par cet ouvrier, il est facile, en établissant les courbes de salaires chez des ouvriers d'âge différent, d'étudier l'influence de l'âge sur le rendement au travail, pour un travail déterminé. Notre enquête, menée dans une usine française, sur 8 079 ouvriers, âgés de 20 à 65 ans, et payés aux pièces, c'est-à-dire en fonction de leur travail quantitatif, donne les résultats suivants.

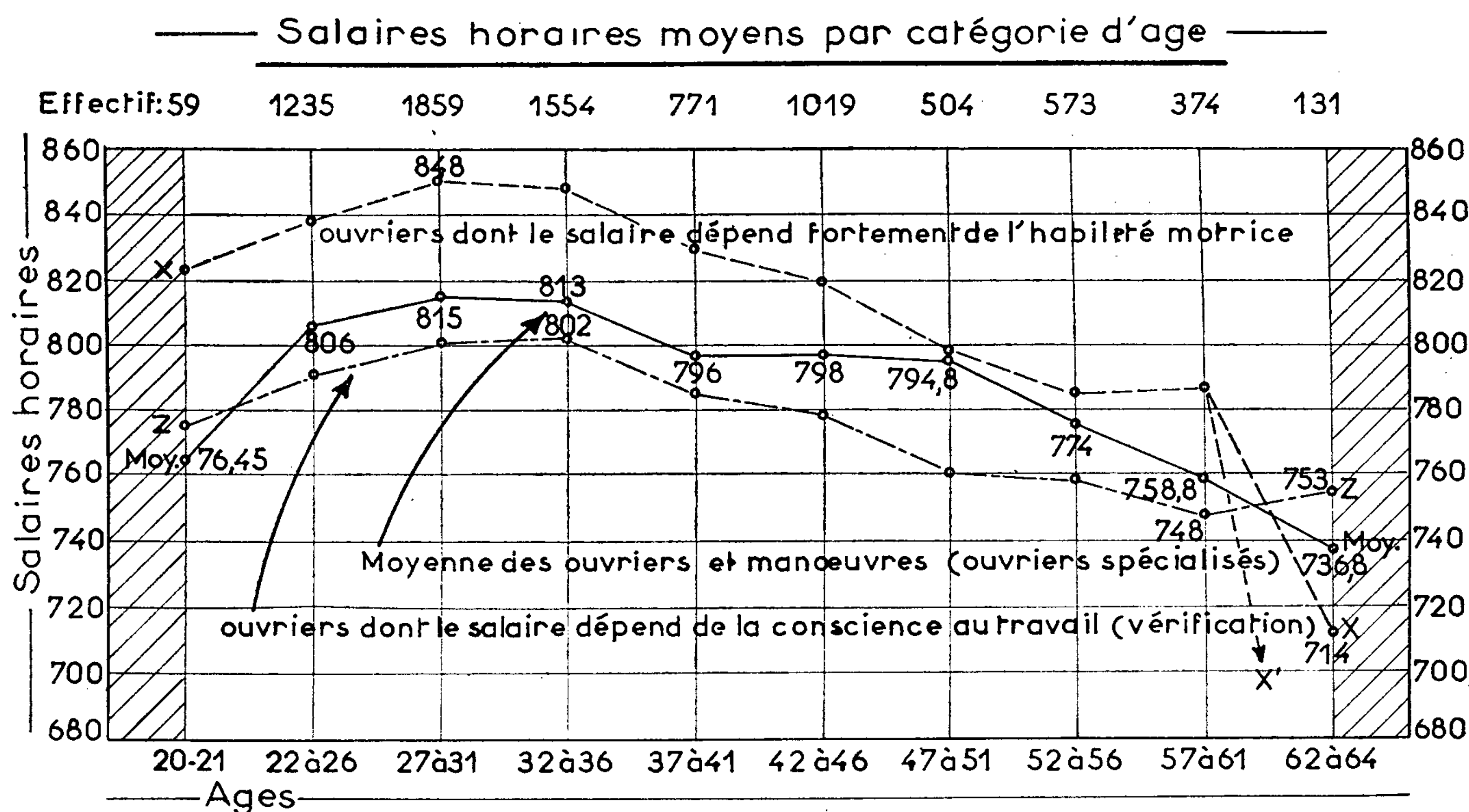
Le tracé général obtenu (*fig.* 1, trait plein) est fait en portant en abscisse l'âge des ouvriers; les effectifs employés se décomposent ainsi :

Ouvriers âgés de	20 et 21 ans	59	soit	0,73 %
»	22 à 26 »	1235	»	15,29
»	27 31 »	1859	»	23,01
»	32 36 »	1554	»	19,23
»	37 41 »	771	»	9,52
»	42 46 »	1019	»	12,62
»	47 51 »	504	»	6,24
»	52 56 »	573	»	7,09
»	57 61 »	374	»	4,62
»	62 64 »	131	»	1,62

En ordonnée se trouvent les salaires horaires qui vont de l'indice 680 à l'indice 860.

Le travail effectué par les 8 079 ouvriers se répartit dans un certain nombre d'ateliers; dans chaque atelier, le travail comporte une part importante d'automatisme. Il s'agit ici seulement de manœuvres et ouvriers spécialisés, et non de professionnels. Cependant, si dans chaque atelier, il existe à un degré plus ou moins marqué, d'une part un élément de force musculaire et d'habileté motrice, d'autre part un élément psychique d'intelligence et de conscience, la part respective de ces deux facteurs est très différente suivant les différents ateliers. Aussi avons-nous tracé en pointillé les graphiques des salaires dans deux ateliers choisis spécialement : dans l'atelier X, la force musculaire et l'habileté motrice jouent au maximum, alors que dans l'atelier Z, le salaire dépend surtout des qualités de conscience au travail (vérification).

Alors que dans l'atelier X, le tracé va de la pointe maxima 848 à l'abaissement 714, soit 134 de dénivellation, dans l'atelier Z la pointe maxima est à 802, la pointe minima à 748, soit 54 de dénivellation. Par rapport aux salaires, la différence est de l'ordre de 134/781 (781 étant le chiffre moyen), soit 17,2 % environ du salaire, pour l'atelier X, tandis que pour l'atelier Z, les différences sont de l'ordre de 54/775 soit, 6,9 % environ.



Le tracé plein, qui montre la courbe moyenne générale, va du maximum 815 au minimum 736,8, soit une différence de 78,2, c'est-à-dire une variation de salaire de l'ordre de 10 %.

Il faut remarquer que le tracé, à partir de 61 ans, est en réalité faux, car si l'on tenait uniquement compte de la production, la chute du tracé de l'atelier X serait presque verticale. Mais intervient ici le « salaire minimum garanti » qui adoucit cette chute et rend l'image de la sénescence faussée par une mesure sociale.

Une autre remarque a trait à la première case de gauche où la courbe devrait en réalité avoir une ascension beaucoup plus rapide, l'espace entre les coordonnées 20-21 et 22-26, étant beaucoup trop large.

Le tracé principal, qui est l'image du travail de 8 079 ouvriers exprime bien que c'est peu après 30 ans que le rendement maximum de l'ouvrier commence à décroître lentement; une chute plus importante s'annonce vers 50 ans, et le tracé prendrait une allure de chute rapide après 60 ans en l'absence de mesures sociales.

A 15 h 40 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16 h 20 m. R. C.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 28 JANVIER 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Idées nouvelles concernant les systèmes de corpuscules dans l'interprétation causale de la Mécanique ondulatoire.* Note (*) de MM. **Louis de Broglie** et **João Andrade e Silva**.

Pour justifier, dans le cadre de l'interprétation causale de la Mécanique ondulatoire par la théorie de la double solution, le succès de la Mécanique ondulatoire des systèmes de corpuscules dans l'espace de configuration, les auteurs introduisent deux idées nouvelles qu'ils exposent dans le cas particulier d'un système isolé formé de deux corpuscules en interaction.

Dans le développement de l'interprétation causale de la Mécanique ondulatoire par la théorie de la double solution, un des problèmes les plus importants est de justifier le succès de la représentation d'un système de corpuscules par une onde Ψ dans l'espace de configuration du système suivant la méthode classique depuis les travaux de M. Schrödinger. La propagation d'une onde dans un espace abstrait de configuration étant visiblement fictive, l'interprétation causale, qui tente de rétablir une représentation concrète des corpuscules et des ondes dans le cadre de l'espace physique, doit chercher à associer au mouvement d'un ensemble de N corpuscules la propagation de N ondes v dans l'espace physique, mais cette propagation doit s'effectuer de telle façon que l'onde Ψ de Schrödinger dans l'espace de configuration se trouve représenter exactement la probabilité des positions « corrélées » des N corpuscules dans l'espace physique. Naturellement, du point de vue de l'interprétation causale, la représentation du système par une onde Ψ dans l'espace de configuration est plus pauvre que la représentation de N ondes v individuelles dans l'espace physique puisqu'elle ne décrit que les positions « corrélées » des corpuscules et ne nous renseigne pas sur la forme des ondes individuelles.

Le problème qui vient d'être rappelé a été envisagé par l'un de nous dès 1927 et a été repris par lui dans ces dernières années. L'état actuel de la question a

été exposé dans un Ouvrage récent ([1]), mais les résultats obtenus n'apportent pas une solution complète des difficultés à surmonter. Travaillant ensemble sur ce sujet, nous avons eu dernièrement deux idées nouvelles qui pourraient peut-être permettre de progresser davantage vers la solution cherchée. Nous allons les exposer successivement en nous bornant au cas simple d'un système isolé formé de deux corpuscules en interaction et en utilisant les notations et certains des résultats de l'ouvrage cité plus haut.

A. La théorie de la double solution (ou celle de l'onde pilote qui lui est ici équivalente) associe à chacun des deux corpuscules la propagation d'une onde v individuelle ([2]) dans l'espace physique suivant l'équation linéaire usuelle de la Mécanique ondulatoire. Pour ces ondes v, les équations de continuité sont de la forme

$$\frac{\partial a_1^2}{\partial t} + \operatorname{div}(a_1^2 \vec{v}_1) = 0 \qquad \text{et} \qquad \frac{\partial a_2^2}{\partial t} + \operatorname{div}(a_2^2 \vec{v}_2) = 0,$$

les vecteurs $\vec{v}_1$ et $\vec{v}_2$ étant définis pour les positions correlées des corpuscules par

$$\vec{v}_1 = -\frac{1}{m_1}\overrightarrow{\operatorname{grad}_1}\,\varphi_1 = -\frac{1}{m_1}\overrightarrow{\operatorname{grad}_1}\,\varphi \qquad \text{et} \qquad \vec{v}_2 = -\frac{1}{m_2}\overrightarrow{\operatorname{grad}_2}\,\varphi_2 = -\frac{1}{m_2}\overrightarrow{\operatorname{grad}_2}\,\varphi.$$

Dans ces formules, a_1 et a_2 sont les amplitudes des ondes individuelles dans l'espace physique, φ_1 et φ_2 les phases correspondantes, φ la phase de l'onde Ψ de Schrödinger dans l'espace de configuration. Les équations de continuité individuelles pour les positions correlées sont donc

$$(1) \qquad \frac{\partial a_1}{\partial t} - \sum_{xyz} \frac{\partial a_1}{\partial x_1}\frac{1}{m_1}\frac{\partial \varphi}{\partial x_1} = \frac{1}{2m_1} a_1 \Delta_1 \varphi,$$

$$(2) \qquad \frac{\partial a_2}{\partial t} - \sum_{xyz} \frac{\partial a_2}{\partial x_2}\frac{1}{m_2}\frac{\partial \varphi}{\partial x_2} = \frac{1}{2m_2} a_2 \Delta_2 \varphi,$$

où les amplitudes a_1 et a_2 doivent être écrites $a_1(\vec{r}_1, \vec{r}_2(t), t)$ et $a_2(\vec{r}_1(t), \vec{r}_2, t)$, $\vec{r}_1(t)$ et $\vec{r}_2(t)$ étant les fonctions vectorielles du temps qui définissent les positions successives des corpuscules.

D'autre part, l'équation de continuité pour l'onde Ψ dans l'espace de configuration est $(\partial a^2/\partial t) + \operatorname{div}(a^2\vec{v}) = 0$, soit

$$(3) \qquad \frac{\partial a}{\partial t} - \sum_{xyz}\left(\frac{\partial a}{\partial x_1}\frac{1}{m_1}\frac{\partial \varphi}{\partial x_1} + \frac{\partial a}{\partial x_2}\frac{1}{m_2}\frac{\partial \varphi}{\partial x_2}\right) = \frac{a}{2}\left(\frac{1}{m_1}\Delta_1\varphi + \frac{1}{m_2}\Delta_2\varphi\right).$$

Nous allons montrer que l'équation (3) résulte des équations (1) et (2) si l'on admet l'hypothèse exprimée par la formule

$$(4) \qquad a(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t) = a_1(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t) . a_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t).$$

D'après (4), pour obtenir a, il faut faire le produit de $a_1(\vec{r}_1, \vec{r}_2(t), t)$ et

de $a_2(\vec{r}_1(t), \vec{r}_2, t)$ puis remplacer $\vec{r}_1(t)$ et $\vec{r}_2(t)$ par les variables de configuration $\vec{r}_1$ et $\vec{r}_2$, le couple des vecteurs $\vec{r}_1, \vec{r}_2$ définissant un point de l'espace de configuration. On voit alors que les dérivées par rapport au temps de $a_1(\vec{r}_1, \vec{r}_2(t), t)$, $a_2(\vec{r}_1(t), \vec{r}_2, t)$ et $a(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$ sont liées par la relation

$$(5)\qquad \frac{\partial a}{\partial t} = a_1 \frac{\partial a_2}{\partial t} + a_2 \frac{\partial a_1}{\partial t} + \sum_{xyz} \left(a_1 \frac{\partial a_2}{\partial x_1} \frac{1}{m_1} \frac{\partial \varphi}{\partial x_1} + a_2 \frac{\partial a_1}{\partial x_2} \frac{1}{m_2} \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} \right).$$

En effet, la dérivée par rapport à t de $a_1(\vec{r}_1, \vec{r}_2(t), t)$ s'obtient en ajoutant à la dérivée calculée en maintenant $\vec{r}_2(t)$ fixe la quantité

$$\sum_{xyz} \frac{\partial a_1}{\partial x_2} v_{2x} = -\sum_{xyz} \frac{\partial a_1}{\partial x_2} \frac{1}{m_2} \frac{\partial \varphi}{\partial x_2}$$

et une remarque analogue est valable pour a_2.

Multiplions alors l'équation (1) par a_2 et l'équation (2) par a_1, puis ajoutons. Dans l'équation obtenue, remplaçons $(a_1\, \partial a_2/\partial t) + (a_2\, \partial a_1/\partial t)$ par sa valeur tirée de (5). Nous obtenons l'équation (3) si nous admettons la définition (4).

Donc, et c'est là notre première idée nouvelle, nous pouvons définir (à la normalisation près) l'amplitude de l'onde Ψ fictive de l'espace de configuration à partir des amplitudes des ondes v objectives de l'espace physique de telle façon que l'équation (3) résulte des équations (1) et (2) [3].

B. Dans les études que nous avions faites antérieurement sur ce problème, nous avions admis l'hypothèse assez naturelle que les équations de propagation des ondes v individuelles dans l'espace physique étaient

$$(6)\qquad \begin{aligned} \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial v_1}{\partial t} &= -\frac{h^2}{8\pi^2 m_1} \Delta v_1 + \mathrm{V}(\vec{r} - \vec{r}_2(t))\, v_1; \\ \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial v_2}{\partial t} &= -\frac{h^2}{8\pi^2 m_2} \Delta v_2 + \mathrm{V}(\vec{r} - \vec{r}_1(t))\, v_2 \end{aligned}$$

et nous cherchions ensuite à démontrer qu'en admettant la formule (4), les couples de mouvements *correlés* définis dans l'espace physique par la formule du guidage correspondaient aux mouvements du point représentatif du système défini dans l'espace de configuration par l'application de la formule du guidage à la fonction d'onde Ψ de Schrödinger solution de l'équation

$$(7)\qquad \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{h^2}{8\pi^2} \left(\frac{1}{m_1} \Delta_1 \Psi + \frac{1}{m_2} \Delta_2 \Psi \right) + \mathrm{V}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\, \Psi.$$

Mais nous nous sommes heurtés à des difficultés très considérables et c'est ce qui nous a amenés à envisager une deuxième idée nouvelle. Nous sommes partis de la remarque suivante : tandis qu'en raison de ses succès nous ne pouvons modifier la forme (7) de l'équation de Schrödinger, rien ne nous empêche de supposer que la forme (6) des équations représentant la propaga-

tion des ondes objectives v_1 et v_2 soit incomplète et qu'il faille ajouter à leurs seconds membres des termes $V'_1(\vec{r}-\vec{r}_2(t))$ et $V'_2(\vec{r}-\vec{r}_1(t))$ respectivement, termes représentant des « interactions quantiques » s'exerçant entre les corpuscules par l'intermédiaire des ondes v et non contenues dans les termes classiques V_1 et V_2. Les termes V'_1 et V'_2 devront s'annuler pour h tendant vers zéro afin qu'on puisse retrouver à l'approximation de l'optique géométrique la théorie classique d'Hamilton-Jacobi.

Naturellement l'introduction de V'_1 et V'_2 modifiera les mouvements des corpuscules prévus par la formule du guidage, mais on peut espérer que, par un choix convenable de ces potentiels, il deviendra possible d'établir entre le mouvement des corpuscules dans l'espace physique et celui du point représentatif dans l'espace de configuration la correspondance souhaitée.

Pour simplifier, plaçons-nous dans l'hypothèse où toutes les grandeurs ne sont fonction que des coordonnées relatives $u_1=x_1-x_2$, $u_2=y_1-y_2$, $u_3=z_1-z_2$. Les équations des ondes v_1 et v_2 nous fournissent alors comme expressions des potentiels quantiques individuels

$$(8)\quad \begin{cases} Q_1(u_1, u_2, u_3)=-\dfrac{h^2}{8\pi^2 m_1}\sum_1^3{}_i \dfrac{1}{a_1}\dfrac{\partial^2 a_1}{\partial u_i^2}+V'_1(u_1, u_2, u_3), \\ Q_2(u_1\, u_2, u_3)=-\dfrac{h^2}{8\pi^2 m_2}\sum_1^3{}_i \dfrac{1}{a_2}\dfrac{\partial^2 a_2}{\partial u_i^2}+V'_2(u_1, u_2, u_3). \end{cases}$$

Nous avons été amenés à penser que V'_1 et V'_2 doivent être choisis de façon à avoir

$$(9)\quad Q_1(u_1, u_2, u_3)=Q_2(u_1, u_2, u_3)=-\frac{h^2}{8\pi^2\mu}\sum_1^3{}_i\left[\frac{1}{a_1}\frac{\partial^2 a_1}{\partial u_i^2}+\frac{1}{a_2}\frac{\partial^2 a_2}{\partial u_i^2}+\frac{2}{a_1 a_2}\frac{\partial a_1}{\partial u_i}\frac{\partial a_2}{\partial u_i}\right],$$

μ étant la masse réduite telle que $1/\mu=(1/m_1)+(1/m_2)$.

Le potentiel quantique de l'espace de configuration étant ici

$$(10)\quad Q(u, v, w)=-\frac{h^2}{8\pi^2\mu}\frac{1}{a}\sum_1^3{}_i\frac{\partial^2 a}{\partial u_i^2},$$

la formule (4) introduite dans (10) nous montre que $Q_1=Q_2=Q$, ce qui assure la correspondance que nous voulions réaliser entre le mouvement des deux corpuscules dans l'espace physique et celui du point représentatif dans l'espace de configuration.

L'un de nous (M. Andrade e Silva) se propose d'étudier de plus près la signification des idées nouvelles que nous venons de présenter, de les généraliser et d'en examiner les conséquences éventuelles.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) L. DE BROGLIE, *Une interprétation causale et non linéaire de la Mécanique ondulatoire (la théorie de la double solution)*, Gauthier Villars, Paris, 1956, chap. XII.

(2) Dans la théorie de la double solution, l'onde v est la partie régulière de l'onde objective u avec laquelle l'onde u se confond sensiblement en dehors de la très petite région singulière qui constitue le corpuscule au sens étroit du mot.

(3) En élevant au carré l'équation (4), on peut avoir l'impression que notre hypothèse a quelque chose à voir avec le théorème des probabilités composées, mais la question est assez délicate et demanderait à être examinée de près.

HYDRAULIQUE. — *Montage Pitot pour une cheminée d'équilibre placée en tête d'un canal de fuite.* Note (*) de M. **Léopold Escande.**

Le montage proposé élimine l'influence de la hauteur due à la vitesse dans le canal de fuite, influence nuisible pour la stabilité.

Dans une Note précédente (1), nous avons montré que, dans le cas d'une usine hydroélectrique comportant un canal de fuite en charge, précédé d'une chambre d'équilibre, la condition de stabilité nécessaire et suffisante réside dans l'adoption d'une section horizontale F de la cheminée supérieure à la valeur limite F_0, donnée par la relation :

$$F_0 = \frac{W_0^2}{2g}\,\frac{Lf}{H_0(P'_0 - E_0)}. \tag{1}$$

Dans cette expression, P'_0 représente la perte de charge à l'aval de la chambre d'équilibre, somme de la perte dans le canal de fuite proprement dit et de la perte au débouché dans le bief aval, E_0 désigne la hauteur représentative de la vitesse W_{01}, dans la portion du canal de fuite située au droit de la jonction avec la chambre d'équilibre (*fig.* 1), P'_0 et E_0 s'entendent pour le débit maximum Q_0 de l'usine auquel correspondent également la vitesse W_0 dans une section courante du canal de fuite et la hauteur de chute H_0.

En pratique, on a généralement $W_{01} = W_0$, car l'expression (1) montre qu'il convient d'éviter tout effet Venturi, particulièrement nuisible.

Il peut même être intéressant, dans certains cas, de réduire W_{01} à une valeur inférieure à W_0, par un élargissement local du canal de fuite, avec raccordements progressifs à l'amont et à l'aval, comme nous l'avons déjà indiqué (2).

Mais il est possible d'adopter une solution beaucoup plus élégante et efficace dont l'emploi permet d'éliminer entièrement l'influence nuisible du terme E_0.

Cette solution est particulièrement intéressante dans le cas où E_0 possède une valeur égale ou supérieure à P'_0 puisqu'elle permet l'existence d'un régime stable qui serait irréalisable sans cela, même pour des valeurs considérables de la section horizontale de la chambre d'équilibre.

La méthode consiste à établir la communication entre la chambre d'équi-

libre et le canal de fuite de telle sorte que cette jonction réalise un effet Pitot assurant la récupération intégrale de la hauteur dynamique E_0 du courant de vitesse W_{01}.

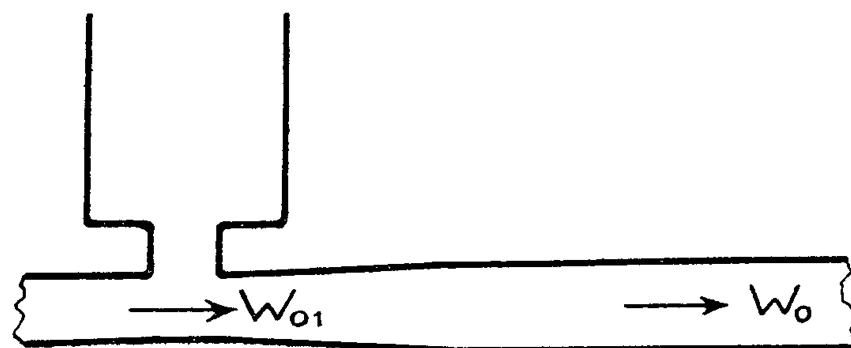
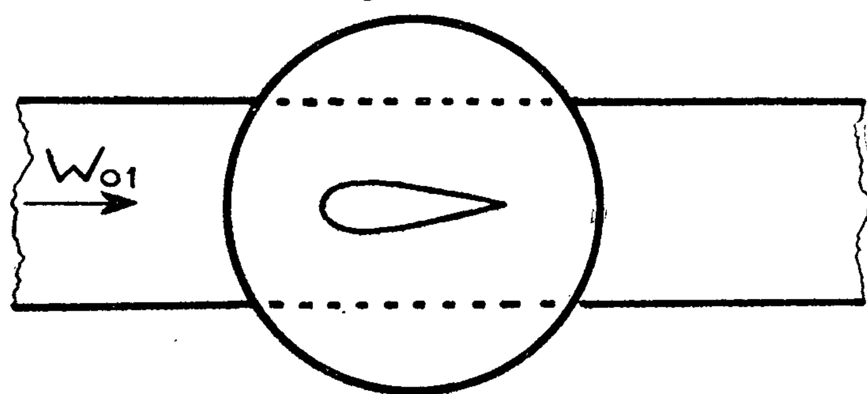


Fig. 1



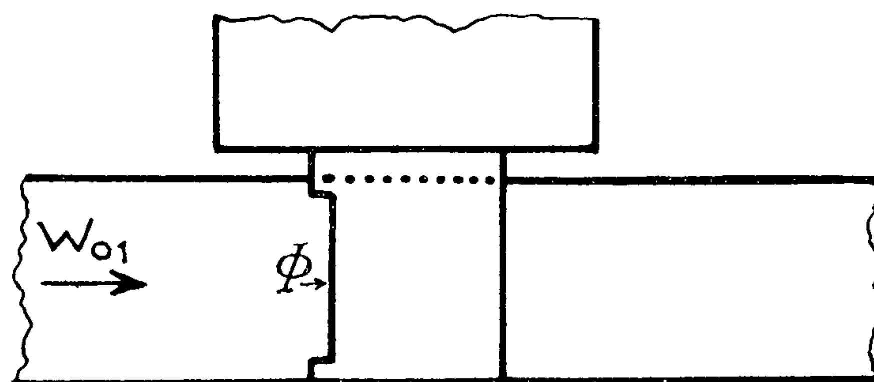


Fig. 2

Il suffit, comme l'indique la figure 2, de faire traverser le canal d'amenée par une colonne tubulaire, profilée afin de ne pas créer de pertes de charges singulières : cette colonne creuse, qui aboutit à la chambre d'équilibre à sa partie supérieure, communique avec le canal par une fenêtre Φ ouverte à l'extrémité amont du profil, face à la vitesse d'attaque.

Diverses expériences, effectuées sur des modèles très simples, nous ont permis de nous assurer que ce dispositif, comme on pouvait le prévoir, assure effectivement la récupération de l'énergie cinétique, avec une fenêtre Φ de dimensions convenables.

Il est facile de voir que, dans ces conditions, le niveau dans la chambre, en régime permanent, s'élève de E, hauteur due à la vitesse d'attaque, au-dessus de la cote qu'il occuperait, avec le raccordement de la figure 1.

Il en résulte que, dans les équations de notre précédente Note, les termes E, E_0, e, e_0 disparaissent de toutes les équations.

La condition de stabilité devient donc

$$F > F_0 = \frac{W_0^2}{2g} \frac{Lf}{H_0 P'_0}.$$

Le terme E_0 n'intervient plus.

Il convient d'observer qu'en pratique le dispositif crée, lors des oscillations, à la base de la chambre d'équilibre, une perte de charge singulière, dont la valeur est différente selon que l'eau se déplace vers l'amont ou vers l'aval dans le canal de fuite. Il peut jouer le rôle d'un étranglement hydrauliquement dissymétrique.

Il en résulte que, pour une chambre à montage Pitot de section inférieure à la valeur limite F_0, il se produirait des oscillations entretenues d'amplitude finie, comme nous l'avons montré à propos des chambres à étranglement ([1]).

(*) Séance du 21 janvier 1957.
([1]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 148.
([2]) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1973.
([1]) *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 299 et 405.

TOXICOLOGIE. — *Contribution à l'étude de l'action des toxiques sur l'embryon de poulet. Application au cas du plomb.* Note (*) de MM. **René Fabre** et **Marcel Girault**.

La réalisation d'une intoxication progressive en expérimentation animale conduit à envisager l'action d'un produit à dose toxique, sur un organisme en pleine évolution. L'œuf de poule incubé, permet d'effectuer une telle expérimentation dans des conditions optima. L'application de cette méthode à l'étude du Plomb permet de constater d'importantes modifications chez les embryons de poulet soumis à l'action de ce toxique.

L'intoxication progressive, réalisée quotidiennement sur les animaux de laboratoire se heurte à de nombreuses difficultés : l'une, non négligeable, réside dans le fait que l'action d'un toxique, employé évidemment à dose minime, nécessite pour sa mise en évidence un temps relativement long, plusieurs mois le plus souvent, sans pour cela qu'il soit toujours possible d'obtenir satisfaction. En effet, des manifestations discrètes risquent fort de passer inaperçues : les animaux, même lorsqu'ils sont utilisés très jeunes, constituent des organismes hautement différenciés dans lesquels tous les processus de défense peuvent jouer facilement et masquer plus ou moins les lésions recherchées. D'autre part, l'action spécifique vis-à-vis d'un appareil ou d'un tissu peut s'envisager de toute autre façon lorsque cet appareil ou ce tissu sont en cours de formation et réaliser alors un tableau susceptible de montrer des détails nouveaux.

Ces considérations nous ont amené à utiliser l'œuf de poule incubé

auquel avaient fait appel entre autres Karnofsky et coll. L'embryon de poulet semble satisfaire aux exigences multiples de notre expérimentation et constitue un matériel de laboratoire présentant de nombreux avantages.

S'adressant à un organisme en pleine évolution, il est possible d'étudier de façon satisfaisante l'action des toxiques non seulement sur le fonctionnement d'organes relativement développés, mais encore sur l'ensemble des processus biologiques qui concourent à l'édification et l'organisation des tissus. On peut également suivre avec fruit le métabolisme des toxiques organiques mis au contact des cellules vivantes.

L'autonomie de développement de l'embryon de poulet pendant toute la durée de l'incubation ainsi que la constance relative réalisée dans la composition de ses réserves nutritives sont également dignes d'intérêt. En effet, une expérimentation sur des embryons *in utero* obligerait à considérer l'action directe ou indirecte d'un organisme maternel et à renouveler régulièrement les introductions de toxiques qui dans ce cas seraient plus ou moins éliminés par les processus classiques de détoxication et d'excrétion propres aux organismes bien différenciés. L'inoculation intravitelline au contraire, peut se faire en une seule fois : l'embryon s'intoxique au fur et à mesure de l'épuisement de ses réserves et la composition de celles-ci permet de concevoir que seules varient les conditions générales de l'incubation et le produit utilisé.

Si nous ajoutons à ces divers avantages le fait de pouvoir utiliser différents modes d'inoculation, celui de multiplier aisément les expériences et enfin celui de pouvoir opérer en présence de nombreux témoins, nous proposons une méthode susceptible de rendre quelques services en toxicologie et en pharmacologie.

Nous ne décrirons pas les modalités techniques qu'il convient de respecter dans l'inoculation, et les conditions de l'incubation. Signalons toutefois que l'injection intravitelline a été exclusivement utilisée dans nos premières expériences et que les embryons ont été extraits au bout de 19 à 20 jours. En effet, l'éclosion n'a jamais été spontanée chez les œufs inoculés et il nous a paru intéressant d'obtenir des embryons vivants afin de n'avoir aucun doute sur leur degré d'évolution par rapport aux témoins.

Application à l'étude de l'action du plomb. — L'action du plomb a été étudiée par injection d'une solution stérile de ce toxique dans le sac vitellin de l'œuf de poule incubé. Le sel utilisé a été l'acétate neutre dissous de telle façon que 1/10^{e} de ml contienne 1 mg de Pb. L'expérimentation a été divisée en plusieurs parties.

La détermination du moment de l'incubation le plus favorable pour l'inoculation permet de voir que, si celle-ci est faite vers le 5^{e} jour, l'ensemble des lésions évidentes au moment de l'extraction atteint un maximum. Des inoculations pratiquées après 48 et 72 h ont entraîné la mort immédiate

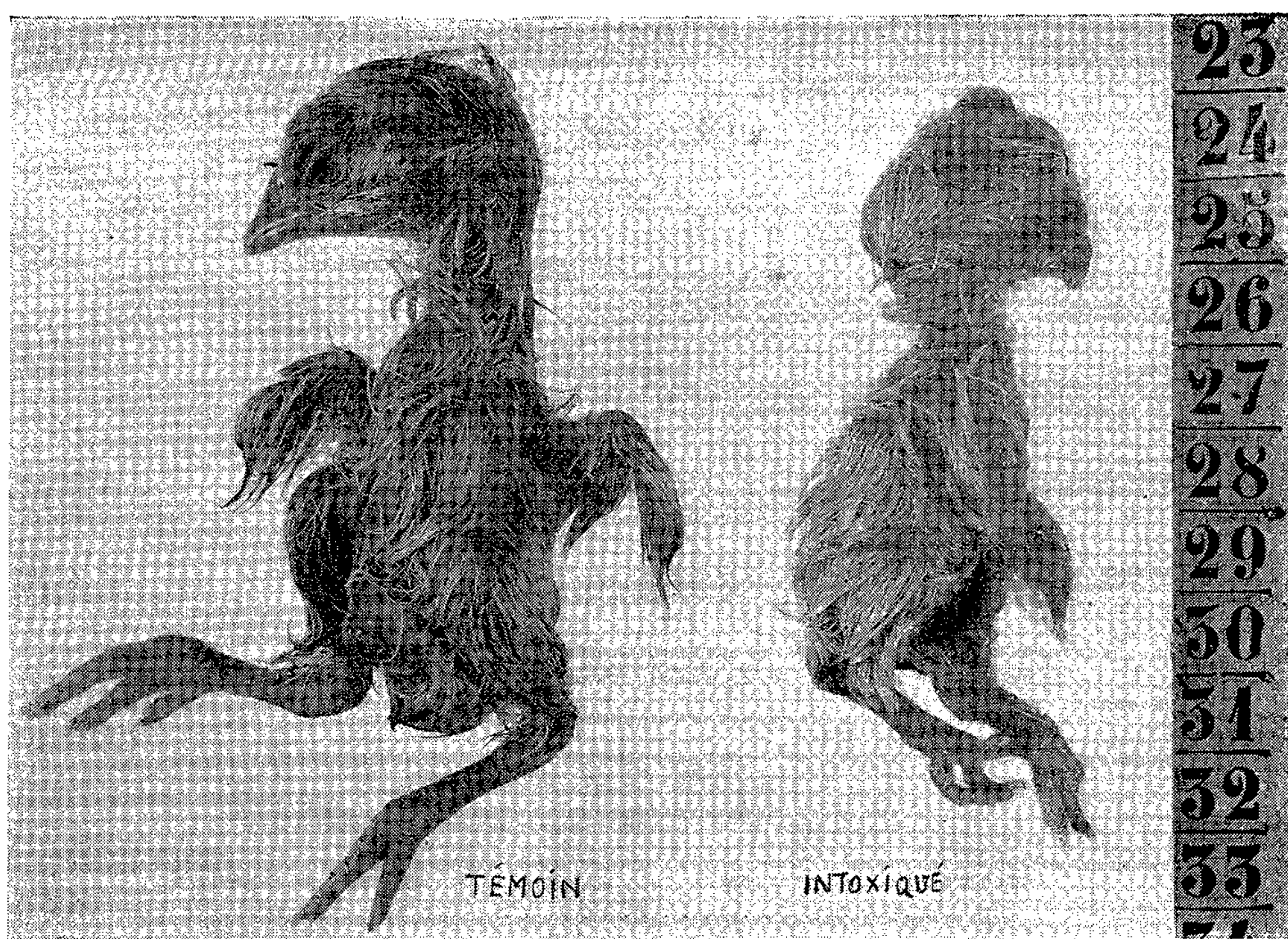


Fig. 1.

Fig. 2.

de l'embryon, ou l'absence de modifications sensibles si les doses utilisées ont été trop faibles. Après 10 jours, l'action du plomb s'est montrée peu nette.

La dose optima a été fixée pour des moments divers de l'incubation. Au 5e jour, une dose de 0,75 mg de plomb par œuf permet un développement correct et d'intéressantes observations. Toutefois, une dose de 1 mg par œuf, bien que provoquant la mort d'environ 50 % des embryons s'est révélée plus satisfaisante, car les survivants présentent alors des altérations très sensibles. Des doses de 0,75 à 2 mg par œuf, injectées au bout de 10 jours n'ont pas permis de faire de notables constatations.

Les embryons inoculés au bout de 5 jours avec 1 mg de Pb par œuf ont été extraits après 19 jours. Ils ont permis d'observer :

1° Un retard staturopondéral net visible sur la figure 1 et confirmé par le tableau suivant :

	Moyennes pondérales (g).	
	Témoins.	Intoxiqués.
Première série	15,90	12,80
Deuxième série	22,90	17,40

2° Un développement anormal de la boîte cranienne (*fig.* 2) distendue par un liquide très abondant dans lequel l'examen chimique permet de constater une teneur en protéines de 6 à 8 g/l constituées principalement par des albumines, α et β-globulines (examen pratiqué par électrophorèse sur papier).

3° Une atrophie générale du bloc encéphalique. L'examen anatomo-pathologique montre des zones de nécrose occupées par des macrophages ainsi qu'une densité anormale des éléments figurés (astrocytes) dont certains sont le siège de monstruosités nucléaires évidentes.

4° La présence de plomb dans tous les embryons intoxiqués ainsi que dans ce qui reste des sacs vitellins, ce qui confirme une intoxication progressive par passage lent, du sac vitellin dans l'embryon, au fur et à mesure du développement.

Des travaux portant sur les localisations fines sont en cours et feront l'objet d'une publication ultérieure.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

M. le **Secrétaire perpétuel** dépose sur le Bureau le tome XXIX, 1re série, des *Œuvres d'Euler*, publiées sous les auspices de la Société Helvétique des sciences naturelles.

M. **Louis de Broglie** fait hommage à l'Académie, au nom de Mlle Hélène Pierre-Duhem, du tome VII du *Système du Monde. Histoire des doctrines cosmologiques de Platon à Copernic*, par Pierre Duhem.

M. **Selman Waksman** adresse en hommage à l'Académie le volume I des *Collected Reprints of the Institute of Microbiology* 1954-1956, de la « Rutgers University », qui contient une série de tirages à part de ses travaux.

COMMISSION.

Par la majorité des suffrages, MM. **Arnaud Denjoy**, **Albert Portevin**, **René Garnier**, pour la Division des Sciences mathématiques et physiques ; **Maurice Caullery**, **Jacques Duclaux**, **Paul Fallot**, pour la Division des Sciences chimiques et naturelles, sont élus Membres de la Commission qui, sous la présidence de M. le Président de l'Académie, formeront une liste de savants susceptibles d'être élus Associés étrangers pour chacune des places vacantes par la mort de MM. *Albert Einstein* et *Walter Sydney Adams*.

PLIS CACHETÉS.

A la demande des auteurs, les plis cachetés enregistrés sous les n^{os} 11 699 et 11 700, acceptés en la séance du 22 avril 1940, et 11 703, accepté en la séance du 29 avril 1940, sont ouverts par M. le Président. Les documents qui en sont retirés seront soumis à l'examen de la Section de Physique.

CORRESPONDANCE.

M. **Bernard Biju Duval** adresse des remercîments pour la subvention qui lui a été attribuée.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Institut des Parcs Nationaux du Congo belge. *Exploration du Parc National de la Garamba. Mission Henri de Saeger en collaboration avec P. Baert, G. Demoulin, I. Denisoff, J. Martin, M. Micha, A. Noirfalise, P. Schoemaker, G. Troupin* et *J. Verschuren* (1949-1952). Fascicules 2, 5 et 6;

2° *L'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques.* Actes de la Conférence internationale de Genève, août 1955. Volume V. *Physique des piles.*

3° *Houa-hine houa-kong chou-yu* (*Termes techniques de chimie et de technologie chimique*), ouvrage édité par l'Académie des sciences de Chine (en langues chinoise et anglaise);

4° Gouvernement général de l'Afrique occidentale française. *Carte géologique de reconnaissance à l'échelle du 500 000e. Notices explicatives sur les feuilles Conakry-Est* et *Conakry-Ouest,* rédigées par L. Renaud et L. Delaire ;

5° Zdeněk Štich. *La santé publique en Tchécoslovaquie* ;

6° *Československá Onkológia,* Rocnik I, cislo 1, 2, 3, 4. *Onkologia.* Rocnik, I, II, III.

ALGÈBRE. — *Théorie différentielle des groupes algébriques.* Note de M. **Pierre Cartier**, présentée par M. Jacques Hadamard.

En considérant l'hyperalgèbre d'un groupe formel comme le dual de l'algèbre des fonctions, on étend légèrement les résultats récents de Dieudonné. Classification des hyperalgèbres commutatives.

1. Cette Note a pour but d'annoncer la solution d'un certain nombre de problèmes de la théorie des variétés abéliennes, que A. Weil nous avait signalés.

Soient A et B deux variétés abéliennes de même dimension.

1° Un diviseur X sur A, linéairement équivalent aux diviseurs déduits de X par translation, est-il algébriquement équivalent à o?

2° Si f est un homomorphisme purement inséparable de A sur B, y a-t-il un nombre fini de variétés abéliennes intermédiaires?

3° L'homomorphisme canonique de A dans sa biduale est-il un isomorphisme birationnel? (il est bijectif si la réponse à 1° est affirmative).

4° Peut-on associer aux homomorphismes de A dans B des matrices p-adiques lorsque p est la caractéristique du corps de base, analogues aux matrices q-adiques ($q \neq p$) introduites par Weil?

Nous devons signaler que Barsotti a obtenu récemment des résultats importants dans cette direction.

2. Soit A une algèbre sur un corps k, somme directe des scalaires et d'un idéal bilatère A^+. Une application diagonale dans A est un homomorphisme Δ de A dans $A \otimes A$ telle que :

1° Les homomorphismes $(\Delta \otimes 1) \circ \Delta$ et $(1 \otimes \Delta) \circ \Delta$ de A dans $A \otimes A \otimes A$ soient égaux.

2° Les éléments de $\Delta(A)$ soient symétriques.

3° On ait $\partial(a) = \Delta(a) - a \otimes 1 - 1 \otimes a \in A^+ \otimes A^+$ pour $a \in A^+$.

Munie de Δ, l'algèbre A prend le nom d'*hyperalgèbre*. Comme exemples on pourra citer l'algèbre enveloppante d'une algèbre de Lie ou l'hyperalgèbre d'un groupe formel (Dieudonné) ou algébrique [1].

On définit par récurrence sur n les sous-espaces A^+_n de A^+ par $A^+_0 = (0)$ et la

relation

$$x \in A^+_{n+1} \Leftrightarrow \partial(x) \in \sum_{i=1}^{n} A^+_i \otimes A^+_{n+1-i}.$$

Les sous-espaces $A_n = k.1 + A^+_n$ forment une filtration croissante de l'algèbre A et l'on a par construction $\Delta(A_n) \subset \sum_{i+j=n} A_i \otimes A_j$. Muni de l'opération $[a, b] = ab - ba$, le sous-espace A^+_1 est une algèbre de Lie, l'algèbre de Lie $\mathfrak{g}(A)$ de l'hyperalgèbre A.

On suppose dans la suite que *l'hyperalgèbre* A *est réunion des sous-espaces* A_n.

2. Supposons pour ce numéro que le corps k soit de caractéristique zéro.

Théorème 1. — *Si* A *est une hyperalgèbre, l'application identique de* $\mathfrak{g}(A)$ *dans* A *se prolonge en un isomorphisme de l'algèbre enveloppante de* $\mathfrak{g}(A)$ *sur* A. *Les homomorphismes de* A *dans une hyperalgèbre* B, *compatibles avec les applications diagonales de* A *et* B, *correspondent biunivoquement, par restriction, aux homomorphismes de* $\mathfrak{g}(A)$ *dans* $\mathfrak{g}(B)$. *Les sous-hyperalgèbres de* A *sont les sous-algèbres engendrées par les sous-algèbres de* $\mathfrak{g}(A)$, *et les idéaux bilatères* I *de* A *tels que* $\Delta(I) \subset A \otimes I + I \otimes A$ *sont les idéaux engendrés par les idéaux de* $\mathfrak{g}(A)$.

On déduirait facilement de ce théorème les résultats d'unicité de la théorie infinitésimale des groupes de Lie, ainsi que la formule de Hausdorff, tandis que les résultats d'existence s'obtiennent par une majoration due à Dynkin. Je reviendrai peut-être là-dessus dans un article consacré aux « fonctions analytiques sur les modules ».

3. Supposons désormais que le corps k soit parfait et de caractéristique $p \neq 0$. Les deux théorèmes suivants sont fondamentaux (le second étend un résultat de Dieudonné).

Théorème 2. — *Soit* A *une hyperalgèbre telle que* $\mathfrak{g}(A)$ *soit de dimension finie. L'espace vectoriel* A *possède une base* Z_α *où* α *parcourt l'ensemble des systèmes* $(\alpha_i)_{1 \leq i \leq n}$ *d'entiers tels que* $0 \leq \alpha_i < p^{h_i}$ (h_i entier ≥ 0 fini ou non) *telle que :*

$$(1) \qquad \Delta(Z_\alpha) = \sum_{\beta+\gamma=\alpha} Z_\beta \otimes Z_\gamma, \qquad Z_0 = 1 \quad \textit{et} \quad Z_\alpha \in A^+ \quad \textit{pour} \quad \alpha \neq 0.$$

On peut traduire ce résultat; soit A^* le dual de l'espace A et soit P l'application linéaire de $A^* \otimes A^*$ dans A^* transposée de Δ; l'application P définit sur A^* une structure d'algèbre associative et commutative d'après les axiomes 1° à 3°. Le théorème 2 signifie qu'il existe un isomorphisme φ de A^* sur $k[[X_1, \ldots, X_n]]/\mathfrak{a}$, l'idéal $\mathfrak{a}$ étant engendré par les éléments $X_i^{p^{h_i}}$ pour h_i fini. Le système des éléments $x_i = \varphi^{-1}(X_i)$ pour un tel isomorphisme φ s'appelle un système de coordonnées dans A^*.

Théorème 3. — *Soient* A *et* B *deux hyperalgèbres telles que* $\mathfrak{g}(A)$ *et* $\mathfrak{g}(B)$ *soient de dimensions finies. Si* f *est un homomorphisme de* A *dans* B *compatible avec les applications diagonales, il existe un système de coordonnées* $(x_i)_{1 \leq i \leq m}$ *dans* A^*,

un système de coordonnées $(y_j)_{1 \leq j \leq n}$ *dans* B^* *et un entier* $r \leq \inf(m, n)$ *tels que*

$$(2) \qquad \begin{cases} {}^t f(y_j) = x_j^{p^{m_j}} & (1 \leq j \leq r), \\ \phantom{{}^t f(y_j)} = 0 & (r < j \leq n), \end{cases}$$

les m_j *étant des entiers convenables.*

On peut étendre à nos hyperalgèbres les résultats de Dieudonné sur les coordonnées canoniques et pseudo-canoniques.

4. Soit A une hyperalgèbre *commutative* sur le corps k parfait de caractéristique $p \neq 0$ et soit $\mathfrak{D}_m(A)$ l'ensemble des vecteurs de Witt de longueur m à éléments dans A tels que

$$(3) \qquad (\Delta(a_0), \ldots, \Delta(a_{m-1})) = (a_0 \otimes 1, \ldots, a_{m-1} \otimes 1) + (1 \otimes a_0, \ldots, 1 \otimes a_{m-1})$$

l'addition désignant l'addition des vecteurs de Witt. On note $\text{Dewd}(A) = \mathfrak{D}(A)$ la limite projective des $\mathfrak{D}_m(A)$ relativement aux applications induites par les opérateurs R_m [*cf.* une Note précédente ([2]) pour les notations] et l'on note $\mathfrak{D}'(A)$ la limite inductive des $\mathfrak{D}_m(A)$ pour les V_m. Les ensembles $\mathfrak{D}(A)$ et $\mathfrak{D}'(A)$ sont des modules sur l'anneau $\Lambda = \text{lim. proj.}\, W_m(k)$ et ils sont munis pe deux opérations semi-linéaires F et V, et F et R respectivement, déduites des opérations de même nom sur $W_m(A)$ par passage à la limite. Nous ne donnerons pas ici le formulaire correspondant.

Dans $\mathfrak{D}'(A)$, tout élément est annulé par une puissance de R; inversement si un Λ-module M est muni d'opérations F et R satisfaisant aux mêmes conditions que les opérations introduites plus haut et si tout élément de M est annulé par une puissance de R, il existe une hyperalgèbre commutative A, et à un isomorphisme près une seule, telle que $\mathfrak{D}'(A)$ soit isomorphe, avec les opérations F et R, au Λ-module M. Pour que A soit même l'hyperalgèbre d'un groupe abélien formel, il faut et suffit que l'opération R dans M soit surjective.

La classification obtenue ici est équivalente à celle de Dieudonné.

5. Nous allons appliquer ce qui précède aux groupes algébriques commutatifs; le théorème qui suit joue un rôle important dans la résolution du problème 4 signalé dans l'introduction :

THÉORÈME 4. — *Soient* G *un groupe algébrique commutatif défini sur un corps algébriquement clos de caractéristique* $p \neq 0$ *et* $\mathbf{U}(G)$ *son hyperalgèbre. Si l'application* $x \to px$ *de* G *dans* G *est surjective, le* Λ*-module* $\mathfrak{D}(\mathbf{U}(G))$ *est libre et si* p^n *est la partie inséparable du degré de l'application rationnelle* $x \to px$, *toute base de* $\mathfrak{D}(\mathbf{U}(G))$ *sur* Λ *possède* n *éléments.*

([1]) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 322.
([2]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 426.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Équations fonctionnelles linéaires à argument fonctionnel n-périodique*. Note de M. **Michel Ghermanescu**, transmise par M. Henri Villat.

En conservant les notations et la terminologie utilisées dans une Note antérieure ([1]), nous donnons quelques résultats concernant les solutions *fonctionnellement discontinues* des équations fonctionnelles linéaires à coefficients constants,

$$a_0 f + a_1 f^1 + \ldots + a_{n-1} f^{n-1} = 0, \tag{1}$$

où f^k est le $k^{\text{ième}}$ itéré conséquent de la fonction $f(\mathrm{M})$ par rapport à l'argument fonctionnel donné, $\theta(\mathrm{M})$, $f^n = f$.

I. *L'équation fonctionnelle* (1) *n'admet pas de solutions non identiquement nulles, autres que celles données par* (4) (*Note antérieure*), *que si le polynome caractéristique* $\mathrm{E}(x)$ *possède des zéros communs avec* $1 - x^n$, *d'ordres de multiplicité supérieurs à l'unité. La condition est nécessaire.*

En particulier,

II. *L'ensemble des solutions de l'équation fonctionnelle*

$$\mathrm{E}_\alpha^2(f) = \mathrm{E}_\alpha \mathrm{E}_\alpha(f) = f - 2\alpha f^1 + \alpha^2 f^2 = 0, \qquad \mathrm{E}_\alpha(f) = f - \alpha f^1, \tag{2}$$

avec $\alpha^n = 1$, *est donnée par*

$$f(\mathrm{M}) = u(\mathrm{M}) + \frac{g(\mathrm{M})}{\mathrm{L}\beta} \mathrm{L}[\varphi(\mathrm{M}) + \beta\varphi^1(\mathrm{M}) + \ldots + \beta^{n-1}\varphi^{n-1}(\mathrm{M})], \tag{3}$$

où $\beta^n = 1$, $\beta \neq 1$, $u(\mathrm{M})$ *et* $g(\mathrm{M})$ *sont des solutions arbitraires de* $\mathrm{E}_\alpha(f) = 0$, *tandis que* $\varphi(\mathrm{M})$ *est une fonction arbitraire, fonctionnellement continue par rapport à l'argument fonctionnel* $\theta(\mathrm{M})$.

Pour $\theta(x) = \lambda x$, $\lambda^r = 1$, r entier et positif, on retrouve le cas de l'équation

$$f(\lambda x) - f(x) = x^r,$$

signalé par C. Popovici comme cas *d'incompatibilité*, qui est ainsi apparente ([2]).

III. *Toute fonction* $g(\mathrm{M})$, *fonctionnellement continue par rapport à l'argument fonctionnel n-périodique* $\theta(\mathrm{M})$ *donné, peut être mise sous la forme*

$$g(\mathrm{M}) = g_0(\mathrm{M}) + g_1(\mathrm{M}) + \ldots + g_{n-1}(\mathrm{M}), \tag{4}$$

où $g_k(\mathrm{M})$ *est une solution fonctionnellement continue de l'équation fonctionnelle*

$$g_k(\mathrm{M}) = \alpha^k g_k^1(\mathrm{M}), \qquad \alpha^n = 1, \qquad k = 0, 1, \ldots, n-1, \tag{5}$$

$$g_k(\mathrm{M}) = \frac{g(\mathrm{M}) + \alpha^k g^1(\mathrm{M}) + \ldots + \alpha^{(n-1)k} g^{n-1}(\mathrm{M})}{n}, \tag{6}$$

Cette propriété conduit à la suivante,

IV. *Toute fonction $g(M)$, fonctionnellement continue par rapport à l'argument fonctionnel n-périodique donné $\theta(M)$, peut-être mise sous la forme*

$$g(M) = u(M) + v(M) - \alpha v^1(M), \tag{7}$$

avec $\alpha^n = 1$ *et*

$$u(M) = \frac{g(M) + \alpha g^1(M) + \ldots + \alpha^{n-1} g^{n-1}(M)}{n}, \tag{8}$$

$$v(M) = \frac{(n-1) g(M) + (n-2) \alpha g^1(M) + \ldots + \alpha^{n-2} g^{n-2}(M)}{n}. \tag{9}$$

On en déduit

V. *L'ensemble des solutions de l'équation fonctionnelle*

$$f(M) - \alpha f^1(M) = g(M), \qquad \alpha^n = 1, \tag{10}$$

où $g(M)$ est fonctionnellement continue par rapport à $\theta(M)$, est donné par

$$f(M) = v(M) + U(M) + \frac{u(M)}{L\beta} L[w(M) + \beta w^1(M) + \ldots + \beta^{n-1} w^{n-1}(M)], \tag{11}$$

avec $\beta^n = 1$, $\beta \neq 1$, *$u(M)$ et $v(M)$ données par respectivement* (8) *et* (9), *$w(M)$ arbitraire fonctionnellement continue par rapport à l'argument fonctionnel n-périodique $\theta(M)$ de* (10), *tandis que $U(M)$ est solution arbitraire de* $E_\alpha(U) = 0$.

VI. *L'ensemble des solutions de l'équation fonctionnelle*

$$E_\alpha^p(f) = E_\alpha E_\alpha \ldots E_\alpha(f) = 0 \tag{12}$$

est donné par

$$f(M) = G(M) + G_1(M) + \ldots + G_{p+1}(M), \tag{13}$$

où $G_k(M)$ désigne l'ensemble des solutions de l'équation $E_\alpha^{k+1}(G) = 0$, pour lesquelles $E_\alpha^k(u)$ est égale à une solution arbitraire $g_k(M)$ de l'équation $E_\alpha(u) = 0$.

Nous disons que $G_k(M)$ est une solution fonctionnellement discontinue de la $k^{\text{ième}}$ *espèce* pour l'équation fonctionnelle (12) par rapport à l'argument fonctionnel n-périodique donné $\theta(M)$, dont l'existence, pour $k > 1$, reste encore à être prouvée.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1593.
(2) *Bull. Sc. math.*, 53, 1929.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Quelques théorèmes sur les transformées de Fourier et sur les coefficients des fonctions typiquement réelles*. Note de M. **Nicolas K. Artémiadis**, présentée par M. Paul Montel.

Les théorèmes 1 et 2 que nous énonçons ci-dessous sont respectivement une généralisation et une forme différente d'un de nos théorèmes déjà publiés (1). Dans ce qui suit on désigne par $Tf(x) = \varphi(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{i\alpha x} dx$ la trans-

formée de Fourier d'une fonction $f(x)$ appartenant à la classe L_1 sur R, par A l'ensemble des transformées de Fourier de l'ensemble des fonctions de la classe L_1 sur R, par $f \star g$ le produit de composition des fonctions f et g appartenant à la classe L_1 sur R et par $\mathfrak{C}$ l'ensemble des fonctions $F(z) = z + \sum_{n=2}^{\infty} a_n z^n$ de la variable complexe $z = re^{i\alpha}$, typiquement réelles dans le cercle $|z| < 1$ [2].

THÉORÈME 1. — *Hypothèses :* $f(x) \in L_1$ sur R; $R_e \varphi(\alpha) \geq 0$; il existe un nombre c dont la partie réelle est positive et tel qu'on ait $\int_0^1 \{|f(t) + f(-t) - c|/t\}\, dt < \infty$; posons $2f(0) = c$.

Conclusion :

a. $|f(x)| + |f(-x)| \cos\{\arg f(x) + \arg f(-x)\} \leq 2 R_e f(0)$ presque partout.
b. $[|f(x)| + |f(-x)|]\{1 + \cos[\arg f(x) + \arg f(-x)]\} \leq 4 R_e f(0)$ presque partout.

THÉORÈME 2. — *Hypothèses :* $f(x)$ et $\varphi(\alpha) \in L_1$ sur R; $f(x)$ continue; $R_e \varphi(\alpha) \geq 0$; $R_e f(0) > 0$.

Conclusion :

a. $|f(x)| + |f(-x)| \cos\{\arg f(x) + \arg f(-x)\} \leq 2 R_e f(0)$ partout.
b. $[|f(x)| + |f(-x)|]\{1 + \cos[\arg f(x) + \arg f(-x)]\} \leq 4 R_e f(0)$ partout.

THÉORÈME 3. — *Hypothèses :* $f(x)$ et $x f(x) \in L_1$ sur R;

$$G(\alpha) = \{T[x f(x)]/T f(x)\} \in A;$$

la ligne que décrit $\varphi(\alpha)$ est simple et étoilée par rapport à l'origine; si $G = T g(x)$ supposons $\underline{\lim}[1 + \cos\{\arg g(x) + \arg g(-x)\}] > 0$; il existe un nombre c dont la partie réelle est positive tel qu'on ait $\int_0^1 |\{|g(t) + g(-t) - c|/t\}\, dt < \infty$. Posons $2g(0) = c$.

Conclusion :

$$|x f(x)| \leq 4 R_e g(0) . \|f\| / \underline{\lim}[1 + \cos\{\arg g(x) + \arg g(-x)\}] \quad \text{presque partout.}$$

En remarquant que $R_e G(\alpha) \geq 0$ et $x f(x) = f \star g$ et en utilisant le théorème 1, on trouve

$$|g(x)| \leq 4 R_e g(0) / \underline{\lim}[1 + \cos\{\arg g(x) + \arg g(-x)\}] \quad \text{presque partout}$$

d'où le théorème.

LEMME 1. — *Hypothèses :* $F(z) \in \mathfrak{C}$; $\underset{\tau=1-0}{F(r)} \sim \mathfrak{A}/(1-r)^q$ (où $q = 0, 1, 2$); il existe un polynome $P(r) \equiv \sum_{i=0}^{k} \gamma_i r^i$ (γ_i réels), tel que : a. $P(r)$ a la racine $\tau = 1$ de multiplicité q. b. $\lim_{\tau=1} [P(r)/(1-r)^q] = 1$. c. Si l'on pose

$$B_n^r = (r^{n-1}\gamma_{n-1} - r^n \gamma_n)/(\gamma_0 - \gamma_1 r),$$

on ait à partir d'une certaine valeur de τ suffisamment voisine de 1 :

$$(\gamma_0 - \gamma_1 r)[1 + B_2^r(\sin 2\alpha/\sin\alpha) + \ldots + B_{k+1}^r(\sin(k+1)\alpha/\sin\alpha)] > 0;$$

posons

$$\gamma_0 + \gamma_1 + \ldots + \gamma_{i-1} = \Gamma_i \qquad (i \geqq 2), \quad \gamma_0 = \Gamma_0, \quad 1 + a_2 + \ldots + a_j = S_j \qquad (j = 1, 2, \ldots).$$

Conclusion :

1° $$\mathfrak{A} + \Gamma_0 + \Gamma_2 a_2 + \ldots + \Gamma_k a_k \geqq 0;$$

2° $$\left| \mathfrak{A} - \frac{1}{2}\{\gamma_0(S_\nu + S_{\nu-1}) + \gamma_1(S_{\nu+1} + S_{\nu-2}) + \ldots + \gamma_k(S_{\nu+k} + S_{\nu-k-1})\right| \leqq \mathfrak{A} + \Gamma_0 + \Gamma_2 a_2 + \ldots + \Gamma_k a_k.$$

Démonstration. — Considérons les fonctions $\beta(x)$ et $\beta_1(x)$ définies comme il suit :

$$\beta(x) = \frac{\sum_n^\infty a_p r^p}{2} \qquad \text{pour} \quad n - 1 < x \leqq n, \qquad \beta(x) = \beta(-x) \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots)$$

$$\beta_1(x) = \gamma_0 \qquad \text{pour} \quad |x| \leqq 1, \quad \beta_1(x) = \gamma_n r^n \qquad \text{pour} \quad n < x \leqq n+1$$

et

$$-(n+1) \leqq x < -n \quad (n = 1, 2, \ldots, k), \qquad \beta_1(x) = 0 \quad \text{ailleurs}.$$

Posons $H_r(x) = \beta \star B_1$. On trouve $H_r(0) > 0$ d'où la conclusion 1. On obtient la conclusion 2 en appliquant le théorème 2 à la fonction $H_r(x)$.

Lemme 2. — *Hypothèses.* — $F(z) \in \mathfrak{C}$; il existe un polynome $P(r) \equiv \sum_{i=0}^k \gamma_i r^i$ (γ_i réels) tel que si l'on pose $B_n^r = (r^{n-1}\gamma_{n-1} - r^n\gamma_n)/(\gamma_0 - \gamma_1 r)$ on ait à partir d'une valeur de r suffisamment voisine de 1 :

$$(\gamma_0 - \gamma_1 r)[1 + B_2^r(\sin 2\alpha/\sin\alpha) + \ldots + B_{k+1}^r(\sin(k+1)\alpha/\sin\alpha)] > 0;$$

Posons

$$1 + a_2 + a_3 + \ldots + a_j = S_j \qquad (j = 1, 2, \ldots).$$

Conclusion :

$$\gamma_0(S_\nu + S_{\nu-1}) + \gamma_1(S_{\nu+1} + S_{\nu+2}) + \ldots + \gamma_k(S_{\nu+k} + S_{\nu-k-1}) \geqq 2(\gamma_1 + \gamma_2 S_2 + \ldots + \gamma_k S_k).$$

La démonstration est presque la même que celle du lemme 1.

Remarque. — Le choix du polynome $P(r)$ n'étant pas unique (on le voit dans les exemples ci-dessous) on peut trouver, en choisissant convenablement $P(r)$, des relations concernant les coefficients d'une fonction appartenant à $\mathfrak{C}$. Par exemple si l'on prend $P(r) \equiv 1$ et $\lim_{\tau=1-0} F(r) = F(1) < \infty$, on trouve $0 \leqq 1 + a_2 + \ldots + a_{n-1} t(a_n/2) \leqq 2F(1)$, cette inégalité est connue et due à M. S. Mandelbrojt (²).

THÉORÈME 4. — Si $F(z) \in \mathfrak{F}$ et $F(r) \underset{r=1-0}{\sim} \mathfrak{A}/(1-r)$ on a

$$|\mathfrak{A} + (a_{\nu-2} - a_{\nu+2})/2 + a_{\nu+1} - a_{\nu-1}| \leqq \mathfrak{A} + 2 - a_2.$$

On prend $P(r) \equiv 2 - 3r + r^2$ et on applique le lemme 1.

THÉORÈME 5. — Si $F(z) \in \mathfrak{F}$ on a $2 + a_2 - a_{\nu-1} - a_{\nu+1} + (a_{\nu-2} - a_{\nu+2})/2 \geqq 0$. On prend $P(\tau) \equiv 2 - r - r^2$ et l'on applique le lemme 2.

THÉORÈME 6. — Si $F(z) \in \mathfrak{F}$ on a $2 - a_2 - a_{\nu-1} - a_{\nu+1} + (a_{\nu+2} - a_{\nu-2})/2 \geqq 0$. On prend $P(r) \equiv 2 - 3\tau + r^2$ et l'on applique le lemme 2.

THÉORÈME 7. — Si $F(z) = z + \sum_{n=2}^{\infty} a_n z^n$ univalente dans $|z| = |re^{i\alpha}| < 1$ et représente ce cercle sur un domaine étoilé par rapport à l'origine, on a : $|a_\nu + a_{\nu+1}| \leqq 4 \sum_1^\nu |a_n|/\nu + c$ (où $0 \leqq c < 3$). Posons

$$zF'(z) = F(z)\left(1 + \sum_1^\infty b_n z^n\right), \tag{1}$$

et définissons les fonctions

$$\beta(x) = \begin{cases} 1 & \text{pour } 0 \leqq x \leqq 1, \\ 0 & \text{ailleurs}; \end{cases}$$

$$\Delta(x) = \begin{cases} b_n r^n & \text{pour } n \leqq x < n+1, \\ 0 & \text{»} \quad x < 0; \end{cases}$$

$$\Delta_1(x) = \begin{cases} n a_n r^n & \text{pour } n \leqq x < n+1 \\ 0 & \text{»} \quad x < 0; \end{cases}$$

$$\Delta_2(x) = \begin{cases} a_n r^n & \text{pour } n \leqq x < n+1, \\ 0 & \text{»} \quad x < 0; \end{cases}$$

$$\mu(x) = \begin{cases} 1 - |x| & \text{pour } |x| \leqq 1, \\ 0 & \text{»} \quad |x| > 1. \end{cases}$$

Posons $h(x) = \beta(-x) \star \Delta(x)$. On trouve $|h(x)| < 3$. De la relation (1) résulte

$$\mu \star \Delta_1 \equiv \Delta_2 \star h. \tag{2}$$

En majorant le second membre de (2) pour $x = \nu =$ entier positif ou nul on a la conclusion désirée.

(1) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1500, th. 1.

(2) W. ROGOSINSKI, *Math. Z.*, Bd 35, 1932, p. 23-121.

(3) *Bull. Soc. Math.* 68, 1934.

FONCTIONS SPÉCIALES. — *Sur le calcul des expressions*

$J_\nu(Z)\,Y_{\nu+p}(z) \pm Y_\nu(Z)\,J_{\nu+p}(z)$.

Note de MM. **Ma Min-Yuan** et **Roger Brepson**, transmise par M. Henri Villat.

Divers problèmes de Physique mathématique, font intervenir les expressions $J_\nu(Z)\,Y_{\nu+p}(z) - Y_\nu(Z)\,J_{\nu+p}(z)$ dans lesquelles p est un entier, Z et z des nombres complexes de grand module. Ces expressions ont fait l'objet de diverses études [1]. Les formules indiquées ici sont plus générales et d'un maniement commode dans les applications numériques.

Pour λ complexe, $|\arg\theta| < \pi$, et t entier > 0, posons

$$u_0 = 1, \qquad u_t = \frac{\lambda^2 - \left(t - \frac{1}{2}\right)^2}{t.2\theta}, \qquad U_t = u_0\,u_1\ldots u_t = \frac{(\lambda,\,t)}{(2\theta)^t},$$

$(\lambda,\,t)$ étant le symbole de Hankel. Pour $|\theta|$ grand les relations bien connues où figurent $J_\lambda(\theta)$, $Y_\lambda(\theta)$, respectivement fonctions de Bessel de *première* et de *seconde* espèce d'après Weber [2], donnent

$$(1)\qquad \begin{cases} J_\lambda(\theta) = \left(\dfrac{2}{\pi\theta}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\cos\left(\theta - \dfrac{\lambda\pi}{2} - \dfrac{\pi}{4}\right)P_\lambda(\theta) - \sin\left(\theta - \dfrac{\lambda\pi}{2} - \dfrac{\pi}{4}\right)Q_\lambda(\theta)\right], \\ Y_\lambda(\theta) = \left(\dfrac{2}{\pi\theta}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\cos\left(\theta - \dfrac{\lambda\pi}{2} - \dfrac{\pi}{4}\right)Q_\lambda(\theta) + \sin\left(\theta - \dfrac{\lambda\pi}{2} - \dfrac{\pi}{4}\right)P_\lambda(\theta)\right]. \end{cases}$$

Les $P_\lambda(\theta)$, $Q_\lambda(\theta)$ admettent comme développements asymptotiques :

$$(2)\qquad \begin{cases} P_\lambda(\theta) = 1 - U_2 + U_4 - \ldots + (-1)^{n-1}\,U_{2n-2} + O_1(|\theta|^{-2n}), \\ Q_\lambda(\theta) = U_1 - U_3 + U_5 - \ldots + (-1)^{n-1}\,U_{2n-1} + O_2(|\theta|^{-2n-1}). \end{cases}$$

En tenant compte des propriétés de $P_\lambda(\theta)$, $Q_\lambda(\theta)$, même pour $\lambda = m + 1/2$ (m entier), on peut écrire

$$O_1(|\theta|^{-2n}) \equiv (-1)^n K_1\,U_{2n}, \qquad O_2(|\theta|^{-2n-1}) \equiv (-1)^n K_2\,U_{2n+1},$$

les K_1 et K_2 étant des nombres complexes bornés.

Soit T un entier positif, tel que pour θ donné, on ait, à partir de $t = T$:

$$|u_T| \leq 1 < |u_{t+1}|.$$

On doit prendre pour utiliser (2) judicieusement dans les calculs numériques, le nombre n tel que $2n + 1 < T$, même dans le cas favorable où λ est réel.

En attribuant successivement à λ, θ les deux systèmes de valeurs

$$\nu,\ Z; \qquad \nu + p,\ z,$$

il résulte des produits formels $J_\nu(Z)\,Y_{\nu+p}(z)$, $Y_\nu(Z)\,J_{\nu+p}(z)$ que

$$(3a)\qquad \frac{\pi}{2}(Zz)^{\frac{1}{2}}[J_\nu(Z)\,Y_{\nu+p}(z)-Y_\nu(Z)\,J_{\nu+p}(z)]$$
$$\equiv \cos\left(Z-z+\frac{p}{2}\pi\right)[P_\nu(Z)\,Q_{\nu+p}(z)-Q_\nu(Z)\,P_{\nu+p}(z)]$$
$$-\sin\left(Z-z+\frac{p}{2}\pi\right)[P_\nu(Z)\,P_{\nu+p}(z)+Q_\nu(Z)\,Q_{\nu+p}(z)],$$

$$(3b)\qquad \frac{\pi}{2}(Zz)^{\frac{1}{2}}[J_\nu(Z)\,Y_{\nu+p}(z)+Y_\nu(Z)\,J_{\nu+p}(z)]$$
$$\equiv \cos\left\{Z+z-\left(\nu+\frac{p+1}{2}\right)\pi\right\}[P_\nu(Z)\,Q_{\nu+p}(z)+Q_\nu(Z)\,P_{\nu+p}(z)]$$
$$+\sin\left\{Z+z-\left(\nu+\frac{p+1}{2}\right)\pi\right\}[P_\nu(Z)\,P_{\nu+p}(z)-Q_\nu(Z)\,Q_{\nu+p}(z)].$$

Posons alors

$$V_r=\frac{(\nu,\,r)}{(2Z)^r},\qquad v_s=\frac{(\nu+p,\,s)}{(2z)^s}.$$

A l'aide de (2), les seconds membres des (3) peuvent s'exprimer en fonction de V_r, de v_s et de leurs produits. En se limitant à l'approximation d'un ordre donné en $1/|\theta|$, les travaux de Watson ([3]), de Meijer ([4]), ne permettent guère d'évaluer d'une façon simple et explicite l'erreur ainsi commise.

Le lemme ci-après permet d'en faire une évaluation.

i, j, h, k étant des entiers positifs ou nuls tels que $i+j>h+k$, si le rapport $|V_i v_j/V_h v_k|$ est très petit et négligeable devant 1 *pour $i+j\leqq 2N+1$; et si $\mathcal{L}(i+j)$ est une limite supérieure de $|V_i v_j|$ pour $i+j=$* const.; *on a*

$$(4)\quad\left\{\begin{aligned}&P_\nu(Z)\,P_{\nu+p}(z)\mp Q_\nu(Z)\,Q_{\nu+p}(z)\\&\qquad=[1-(v_2\pm v_1V_1+V_2)+(v_4\pm v_3V_1+v_2V_2\pm v_1V_3+V_4)-\ldots\\&\qquad\quad+(-1)^{N-2}(v_{2N-4}\pm v_{2N-5}V_1+\ldots\pm v_1V_{2N-5}+V_{2N-4})\\&\qquad\qquad+\varepsilon_1(2N-1)\,\mathcal{L}(2N-2)],\\&P_\nu(Z)\,Q_{\nu+p}(z)\pm Q_\nu(Z)\,P_{\nu+p}(z)\\&\qquad=[(v_1\pm V_1)-(v_3\pm v_2V_1+v_1V_2\pm V_3)+\ldots\\&\qquad\quad+(-1)^{N-2}(v_{2N-3}\pm v_{2N-4}V_1+\ldots+v_1V_{2N-4}\pm V_{2N-3})\\&\qquad\qquad+\varepsilon_2\,2N\,\mathcal{L}(2N-1)],\end{aligned}\right.$$

le module de ε_1 et ε_2 *étant* $\leqq 1$.

Dans le cas où ν, $\nu+p$, sont réels, les expressions du second membre de (4) peuvent être calculées avec un terme de plus; les erreurs deviennent respectivement

$$\varepsilon_1(2N+2)\,\mathcal{L}(2N),\qquad \varepsilon_2(2N+2)\,\mathcal{L}(2N+1).$$

Exemple : $\nu=2$, $p=2$, $|Z|=10$, $|z|=20$, pour $2N+1=3$:

$$|V_3|=1\times\frac{15}{80}\times\frac{7}{160}\times\frac{9}{240},\qquad |v_3|=1\times\frac{63}{160}\times\frac{55}{320}\times\frac{39}{480},$$
$$\mathcal{L}(2N)=\frac{15}{80}\times\frac{63}{160},\qquad \mathcal{L}(2N+1)=\frac{15}{80}\times\frac{63}{160}\times\frac{55}{320}$$

et les seconds membres de (4) sont de la forme

$$[1+0{,}296\,\varepsilon_1],\quad [v_1+V_1+0{,}0508\,\varepsilon_2].$$

Ce qui montre l'intérêt pratique des (4).

Par ailleurs, les deux énoncés suivants relatifs aux cas où p est un entier quelconque, illustrent le fait que le choix de N défini par le lemme est souvent trop restrictif en ce qui concerne le domaine de validité des (4) :

1° ν étant quelconque; Z voisin de z. Il existe alors un entier k positif ou nul, tel que $2k<|p|\leqq 2k+2$. En prenant dans (4), $N\geqq k+2$, et l'appliquant à (3 a), on en déduit pour $Z\to z$ l'identité connue [5]

$$\frac{\pi}{2}z\,[J_\nu(z)\,Y_{\nu+p}(z)-Y_\nu(z)\,J_{\nu+p}(z)]=\cos\frac{p\pi}{2}\sum_{r=0}^{k}(-1)^r\frac{[\nu+p,\,\nu]_{2r+1}}{(2z)^{2r+1}}-\sin\frac{p\pi}{2}\sum_{r=0}^{k}(-1)^r\frac{[\nu+p,\,\nu]_{2r}}{(2z)^{2r}}$$

quel que soit le module de z.

2° ν étant réel et égal à $m+1/2$, m entier; Z, z quelconques, comme

$$V_{i+1}=0\quad\text{pour } i\geqq|m|;\qquad v_{j+1}=0\quad\text{pour } j\geqq|m+p|$$

en prenant dans (4), $2N-3=|m|+|m+p|$ et l'appliquant à (3 a), (3 b), on obtient les expressions exactes quels que soient les modules de Z, z.

(1) M. Kline, *Proc. Amer. Math. Soc. I.*, 1950, p. 543-552; H. Markovitz, *J. App. Phys.*, n° 10, 1952, p. 1070-1077; Bouwkamp et Bremmer, *Nederl. Akad. wet. Proceed.*, A 54, p. 131.

(2) Watson, *Theory of Bessel functions*, Cambridge, 1944, p. 64.

(3) Watson, *Theory of Bessel functions*, Cambridge, 1944, p. 206-209.

(4) Meijer, *Nederl. Akad. wet. Proceed.*, 35, 1952, p. 656, 852, 958 et 1079.

(5) Ma min-Yuan, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1995.

GÉOMÉTRIE DES NOMBRES. — *Sur l'empilement réticulaire d'ovales ou d'ovoïdes.* Note (*) de M. **Eugène Ehrhart**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Minkowski a montré analytiquement que l'empilement réticulaire dense d'ovales ou d'ovoïdes peut se ramener à celui de *corps convexes à centre de symétrie* (1). On établit géométriquement quelques théorèmes qui conduisent en particulier à ce résultat. (La définition des corps, tangentielle chez Minkowski, est ici ponctuelle.) (2).

Définitions. — *Un empilement réticulaire* d'ovales est la figure plane formée par des ovales en translation les uns des autres, sans empiétement, dont les centres de gravité forment un réseau. L'empilement est *dense* si le rapport de l'aire d'un ovale à la masse du réseau est minimum. Définition analogue de l'empilement dense d'ovoïdes dans l'espace.

Théorème 1. — *Soit O un ovale fixe et O′ un ovale en translation de O, qui s'appuie sur lui extérieurement. Le lieu du centre de gravité de O′ est un ovale à centre de symétrie, dont le périmètre est double de celui de O.*

Il suffit de le démontrer pour un polygone convexe, puisque tout ovale peut être considéré comme un tel polygone, dont certains côtés sont infiniment petits.

a. Le polygone n'a pas de côtés parallèles. — Soit ABC... son contour dans le sens direct. A tout côté $\overrightarrow{AB}$ de O correspond un sommet M, dont la distance à AB est maximum (le même sommet peut correspondre à plusieurs côtés). Soient $\overrightarrow{A'B'}$ et M′ leurs homologues dans O′, de centre de gravité G′. Quand M′ décrit $\overrightarrow{AB}$, G′ décrit un vecteur équipollent $\overrightarrow{A''B^n}$. O étant entièrement à gauche de $\overrightarrow{AB}$, G′ est toujours à gauche de $\overrightarrow{A''B''}$, quand le ou les points d'appui de O′ sur O sont autres que M′. Quand $\overrightarrow{A'B'}$ glisse sur M, G′ décrit un vecteur $\overrightarrow{A'''B'''}$ équipollent à $\overrightarrow{AB}$. Comme O est entièrement à droite du vecteur glissant $\overrightarrow{A'B'}$, G′ est toujours à droite de $\overrightarrow{A'''B'''}$, quand le ou les points d'appui de O sur O′ sont autres que M. La courbe fermée, lieu de G′, est donc formée par des couples de segments parallèles et égaux aux côtés de O, et tels que la courbe soit située entièrement d'un même côté par rapport à la droite support de chaque segment.

b. Certains côtés du polygone sont parallèles. — Soient AB, MN deux côtés parallèles de O et A′B′, M′N′ leurs homologues dans O′. Quand M′N′ glisse sur AB, G′ décrit un segment A″B″ parallèle à AB et de longueur AB + MN. De même quand A′B′ glisse sur MN, G′ décrit un segment M″N″ parallèle à AB et de longueur AB + MN. Comme plus haut, on voit que la courbe, lieu de G′, se trouve entre les droites-supports de A″B″ et M″N″.

Théorème 2. — *Soit O un ovoïde fixe et O′ un ovoïde en translation de O, qui s'appuie sur lui extérieurement. Le lieu du centre de gravité de O′ est un ovoïde à centre de symétrie.*

La surface fermée S, lieu de G′, a un centre de symétrie, car la translation $\overrightarrow{G'G}$, qui applique O′ sur O, transforme O en un ovoïde, qui s'appuie sur O et dont le centre de gravité est symétrique de G′ par rapport à G. Pour montrer que S est un ovoïde, il suffit de prouver qu'une droite ne peut le couper en plus de deux points, c'est-à-dire que O ne peut être tangent à trois ovoïdes O à centres de gravité G_1, G_2, G_3 alignés dans cet ordre, sans que le segment G_1G_3 soit situé sur S.

Les contours apparents C_1, C_2, C_3 des trois ovoïdes dans la direction G_1G_3 partagent leurs surfaces en nappes S_1, S'_1 — S_2, S'_2 — S_3, S'_3, telles que S_1, S_2, S_3 soient en translation et que l'axe $\overrightarrow{G_1G_3}$ traverse O_1 dans l'ordre S_1, S'_1. Le

segment T_1T_3 — corde de O ou situé sur lui —, qui relie les points d'appui de O sur O_1 et O_3, traverserait O_1 (ou O_3), si T_1 se trouvait sur S_1 (ou T_3 sur S'_3). T_1 et T_3 sont extérieurs à O_2, sans quoi O couperait O_2. Si T_1 était sur S'_1, ou T_3 sur S_3, le segment T_1T_3 couperait O_2. De même si T_1, T_3 se trouvaient respectivement sur C_1, C_3, sans que T_1T_3 soit parallèle à G_1G_3.

Donc T_1, T_3 sont sur C_1, C_3 et T_1T_3 est parallèle à G_1G_3. T_1T_3 touche O_2 en un point T_2, qui est nécessairement un point d'appui de O sur O_2. T_1T_3 n'est donc pas une corde de O : il est situé sur O. Si O pénétrait dans le cylindre des contours apparents des trois ovoïdes, il couperait O_2. Donc le cylindre s'appuie sur O le long de T_1T_3, ainsi que tous les ovoïdes O′ dont les contours apparents sont portés par le cylindre entre C_1 et C_3 : le segment G_1G_3 est bien situé sur S.

Théorème 3. — Soit O un quelconque des ovales asymétriques d'un empilement, g le lieu des centres de gravité des ovales en translation de O et s'appuyant sur lui extérieurement, ω l'homothétique, dans le rapport 1/2, de g par rapport au centre de gravité de O.

a. Si l'empilement est dense, O *s'appuie en général sur six ovales de sa famille. Exceptionnellement il s'appuie sur quatre; mais en ce cas on peut, sans changer la densité de l'empilement, transformer facilement ce dernier de manière que* O *ait encore six contacts* ([3]).

b. Une condition nécessaire et suffisante pour que l'empilement soit dense est que les ovales associés ω *— à centres de symétrie — se trouvent en empilement dense.*

a. Si le parallélogramme de base AA′B′B du réseau est tel que les ovales O en translation, centrés en ses sommets, ne se touchent pas, on augmente la densité de l'empilement en laissant les ovales O_A, $O_{A'}$ fixes et en faisant glisser B vers A sur la droite AB (le réseau subissant en conséquence une déformation continue) jusqu'à ce que O touche un autre ovale O_{A_1} et donc aussi l'ovale O_{A_2} tel que $\overrightarrow{A_1A} = \overrightarrow{AA_2}$. Par suite les ovales centrés sur AA_1 formeront une rangée telle que chacun touche ses deux voisins, et les autres ovales seront disposés en rangées parallèles et équidistantes. La densité de l'empilement augmente encore, si nous diminuons les distances des rangées jusqu'à ce que O_A touche un ovale O_{C_1} d'une rangée voisine et donc aussi l'ovale O_{C_2} tel que $\overrightarrow{C_1A} = \overrightarrow{AC_2}$. Soit T un des points de l'ovale g_A qui ont la distance maximum à son diamètre A_1A_2 et soit, pour fixer les idées, A_1T l'arc de g_A qui porte C_1. Faisons glisser C_1, solidaire de sa rangée, sur g_A vers A_1 jusqu'à ce que O_{C_1} touche O_{A_1} : la densité de l'empilement augmente, ou reste constante (*cas singulier*), et O_A touchera l'ovale O_{D_1}, voisin de O_{C_1} et tel que $\overrightarrow{AA_1} = \overrightarrow{D_1C_1}$, ainsi que l'ovale O_{D_2} tel que $\overrightarrow{AD_2} = \overrightarrow{D_1A}$, sans cesser de toucher O_{C_2}.

b. Le cas singulier mis à part, il résulte de ce qui précède que dans un empilement dense chaque ovale O_A touche à six voisins, dont les centres de

gravité sont les sommets d'un hexagone convexe à côtés opposés parallèles et égaux. A partir de g_A un tel hexagone se construit comme suit : l'ovale g_B, en translation de g_A et centré en un point B de ce dernier, le coupe en deux points C, D ; les symétriques B′, C′, D′ de B, C, D par rapport à A complètent l'hexagone. ABCD est le parallélogramme de base du réseau correspondant. L'empilement est donc dense quand l'aire du triangle ABC est minimum ([4]). Les tangentes à g_A en B et B′ et à g_B et $g_{B'}$ en A étant parallèles, ω_A est tangent à ω_B et $\omega_{B'}$. De même ω_A est tangent à ω_C, $\omega_{C'}$ ω_D et $\omega_{D'}$. A un empilement dense des ovales O correspond bien un empilement dense des ovales ω et inversement.

Dans le cas singulier, ω_A comporte deux arcs rectilignes parallèles à A_1A_4 symétriques par rapport à A, ce qui nécessite que O_A *comporte un arc rectiligne* par lequel il s'appuie sur O_{C_1} (ou O_A s'appuie sur un arc rectiligne de O_{C_1})([5]). Après le glissement de C_1 sur ω_A, O_A touche six ovales, et si alors l'empilement des O est dense, celui des ω l'est également. Avant ce glissement, qui conserve la densité de l'empilement des O, ce dernier était donc déjà dense, de même que celui des ω, quoique O_A ne touchât que quatre voisins.

De même on déduit du théorème 2 :

THÉORÈME 4. — *Pour qu'un empilement réticulaire d'ovoïdes* O *soit dense, il faut et il suffit que celui des ovoïdes associés* ω, *à centres de symétrie, le soit. Chaque* O *touche alors en général douze voisins.*

(*) Séance du 21 janvier 1957.

([1]) MINKOWSKI, *Dichteste Lagerung Kongruenter Körper*, Göttinger Nachrichten, 1904, p. 311.

([2]) Suite de Note 1 (*Comptes rendus*, **240**, 1955, p, 483) à Note **12** (**244**, 1957, p. 434).

([3]) O étant symétrique, le dallage par parallélogrammes avec *huit contacts* est exclu.

([4]) Il est possible que plusieurs positions de B sur g_A donnent le même minimum. Il y a alors plusieurs empilements denses. Si g_A est une ellipse, il y en a une infinité.

([5]) Pour fixer les idées, on peut prêter à O la forme d'une tuile.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Sur les transformations définies par le groupe d'holonomie infinitésimale.* Note (*) de M. **RAYMOND COUTY**, présentée par M. Joseph Pérès.

Étude de transformations locales déduites du groupe d'holonomie homogène opérant sur les géodésiques issues d'un point. Cas où ces transformations sont affines ou conformes ; on obtient des conditions pour qu'une variété riemannienne soit à tenseur de Cartan nul ou symétrique.

1. Soit $\mathcal{V}$ une variété riemannienne, σ'_0 son groupe d'holonomie infinitésimale en un point quelconque O, son algèbre de Lie $d\sigma'_0$ ([1]) est engendrée par les tenseurs en O :

$$(1)\quad (\overset{0}{\Omega}{}_k{}^i)_0 = (R_k{}^i{}_{mn}U^mV^n)_0, \qquad \ldots, \qquad (\overset{p}{\Omega}{}_k{}^i)_0 = (\nabla_{a_1}\ldots\nabla_{a_p}R_k{}^i{}_{mn}U^mV^nW_1{}^{a_1}\ldots W_p{}^{a_p})_0$$

où U_0, V_0, W_{10}, ..., W_{p0} sont des vecteurs de l'espace T_0 tangent à $\mathcal{V}$ en O; l'indice o, ..., p placé au-dessus de $(\Omega_k^i)_0$ indique l'ordre de l'élément considéré, il sera supprimé lorsqu'il n'y aura pas lieu de préciser cet ordre. Les (Ω_k^i) définissent un endomorphisme de T_0. A cette rotation Ω, opérant sur les vecteurs de T_0 nous associons sur $\mathcal{V}$ la transformation locale suivante : Pour un voisinage U convenable de O, à tout point M correspond une géodésique $\mathcal{G}$ unique de U, joignant O à M, soit Θ son vecteur tangent en O, on prend sur la géodésique $\mathcal{G}'$ tangente en O au vecteur $\Theta' = \Omega\Theta$, le point M' défini par l'égalité des arcs géodésiques $\widehat{OM} = \widehat{OM'}$. Cette transformation locale est engendrée par le vecteur ξ, dont les composantes, en coordonnées normales d'origine O sont :

$$\xi^i = (\Omega_k^i)_0 x^k. \tag{2}$$

Nous noterons $\overset{0}{\mathfrak{T}}, \ldots, \overset{p}{\mathfrak{T}}$ les transformations du voisinage U ainsi associées aux éléments de $d\sigma'_0$. Lorsqu'il n'y aura pas lieu de préciser, nous noterons simplement ξ un vecteur quelconque de la famille associée à ces transformations et $\mathcal{L}(\xi)$ la dérivée de Lie relativement à un tel vecteur. Nous appellerons variété $\mathcal{H}$ toute variété dont le tenseur de Cartan H, donné par

$$H_{ijkl,mn} = \nabla_m(\nabla_n R_{ijkl}) - \nabla_n(\nabla_m R_{ijkl})$$

est nul.

2. Si $\mathcal{V}$ est symétrique, la famille des transformations $\mathfrak{T}$, se réduit aux transformations $\overset{0}{\mathfrak{T}}$ qui sont alors des isométries. Réciproquement étudions les variétés pour lesquelles les transformations $\mathfrak{T}$ sont affines, il en résulte qu'elles sont isométriques, car on obtient facilement $\nabla_k(\mathcal{L}(\xi)g_{ij}) = 0$ et, d'autre part,

$$(\mathcal{L}(\xi)g_{ij})_0 = 0, \qquad \text{d'où} \qquad \mathcal{L}(\xi)g_{ij} = 0.$$

Si les transformations $\mathfrak{T}$ sont affines, elles conservent la courbure, on a donc :

$$(\mathcal{L}(\xi)\, R^i{}_{jkl})_0 = 0, \tag{3}$$

$$(\partial_c \mathcal{L}(\xi)\, R^i{}_{jkl})_0 = 0. \tag{4}$$

En explicitant (3) et (4) on en déduit deux égalités tensorielles, et l'on voit que (3) pour $p = 0$ entraîne $H = 0$.

(3) et (4) pour $p = 0$ et $p = 1$ entraînent

$$R^q{}_{rmn} \nabla_q R^i{}_{jkl} = 0,$$

d'où l'on déduit, par contraction, et en supposant le déterminant $|R^q{}_n| \neq 0$

$$\nabla_q R^i{}_{jkl} = 0,$$

(3) et (4) pour $p = 1$, $p = 2$ entraînent

$$\nabla_a R^q{}_{bmn} \nabla_q R_{ijkl} = 0,$$

d'où l'on déduit, en utilisant la deuxième identité de Bianchi et par contraction

$$\nabla^k R^{qlij} \nabla_k R_{qlij} = 0.$$

THÉORÈME 1. — *Soit $\mathcal{V}$ une variété riemannienne :*

Si les transformations $\overset{0}{\mathfrak{T}}$ sont affines, $\mathcal{V}$ est une variété $\mathcal{H}$.

Si la courbure de Ricci est non dégénérée et si les transformations $\overset{0}{\mathfrak{T}}$, $\overset{1}{\mathfrak{T}}$ sont affines, $\mathcal{V}$ est symétrique.

Si $\mathcal{V}$ est proprement riemannienne et si les transformations $\overset{1}{\mathfrak{T}}$, $\overset{2}{\mathfrak{T}}$ sont affines, $\mathcal{V}$ est symétrique.

3. Étudions maintenant les variétés $\mathcal{V}_N$ pour lesquelles les transformations locales $\mathfrak{T}$ sont conformes. On a dans ce cas

$$C_{ij} = \mathcal{L}(\xi) g_{ij} + \frac{2}{N} \delta\xi g_{ij} = 0, \tag{5}$$

on exprime $\mathcal{L}(\xi) R^i{}_{jkl}$ en fonction de $\mathcal{L}(\xi) g_{ij}$ donné par (5). Dans le cas particulier où $\mathcal{V}_N$ est variété d'Einstein, le calcul de $(\mathcal{L}(\xi) R^i{}_{jkl})_0$ et de $(\partial_c \mathcal{L}(\xi) R^i{}_{jkl})_0$ conduit aux équations (3) et (4) du paragraphe 2. On en déduit alors, comme au paragraphe 2.

THÉORÈME 2. — *Soit $\mathcal{V}$ une variété d'Einstein :*

Si les transformations $\overset{0}{\mathfrak{T}}$ sont conformes, $\mathcal{V}$ est une variété $\mathcal{H}$.

Si $\mathcal{V}$ est proprement riemannienne et si les transformations $\overset{1}{\mathfrak{T}}$, $\overset{2}{\mathfrak{T}}$ sont conformes, $\mathcal{V}$ est symétrique.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) Pour ces notions voir LICHNEROWICZ, *Théorie globale des connexions et des groupes d'holonomie*, Cremonese, Rome, 1955.

MÉCANIQUE DES SOLIDES. — *Déformation plane d'un solide élastique isotrope et hétérogène.* Note (*) de M. **GEORGES JOBERT**, présentée par M. Charles Maurain.

Dans une Note précédente (1) nous avons utilisé la méthode des transformations de Fourier et de Hankel pour résoudre le problème de la déformation d'un solide hétérogène. La méthode ne conduit à des résultats simples qu'à condition de prendre pour lois de variation des propriétés élastiques en fonction de la profondeur :

— le coefficient de Poisson est constant dans tout le corps ;

— la rigidité varie exponentiellement avec la profondeur.

Nous nous proposons d'étudier maintenant d'autres cas simples où, malgré l'hétérogénéité on peut encore employer les méthodes classiques dans le cas de l'homogénéité [(2), par exemple].

En l'absence de forces de volume les équations de l'équilibre admettent des solutions où les tensions s'expriment à l'aide des dérivées partielles d'une fonction W :

(1) $$\sigma_x = W''_{y^2}, \qquad \sigma_y = W''_{x^2}, \qquad \tau''_{xy} = -W''_{xy}.$$

On obtient ainsi trois équations pour les dérivées du déplacement, qui permettent de calculer ces dernières :

(2) $$u'_x = \alpha W''_{y^2} - \beta W''_{x^2} \qquad v'_y = \alpha W''_{x^2} - \beta W''_{y^2},$$

les paramètres α et β s'expriment en fonction de la rigidité μ et du coefficient de Poisson σ par les formules

(3) $$\alpha = \frac{1-\sigma}{2\mu}, \qquad \beta = \frac{\sigma}{2\mu}.$$

En éliminant par dérivation les composantes u et v entre la troisième équation de (1) et les équations (2), on obtient pour W une équation aux dérivées partielles

(4) $$\Delta(\alpha \Delta W) = (\alpha+\beta)''_{y^2} W''_{x^2} + (\alpha+\beta)''_{x^2} W''_{y^2} - 2(\alpha+\beta)''_{xy} W''_{xy},$$

Δ désignant le laplacien $\Delta W = W''_{x^2} + W''_{y^2}$.

L'équation (4) généralise l'équation biharmonique classique obtenue pour α et β constants. Nous nous bornerons tout d'abord au cas où

(6) $$(\alpha+\beta)''_{x^2} = (\alpha+\beta)''_{y^2} = 2A = \text{const.} \quad \text{et} \quad (\alpha+\beta)''_{xy} = 0.$$

Alors $\alpha + \beta = A(x^2+y^2) + Bx + Cy + D$. Les courbes d'égale rigidité sont des cercles concentriques ou des droites parallèles, et l'équation (4) se réduit à

$$\Delta(\alpha\,\Delta W - AW) = 0.$$

1° L'hypothèse la plus simple est celle où : α *est constant et* A *nul*. W est alors encore une fonction biharmonique que l'on peut écrire :

$$W = \mathrm{Re}[\bar{z}\varphi(z) + \chi(z)],$$

φ et χ étant des fonctions analytiques de la variable complexe $z = x + iy$. On obtient pour le déplacement

(6) $$u + iv = 4\alpha\varphi(z) - (\alpha+\beta)\left(\varphi(z) + z\overline{\varphi'(z)}.\overline{\psi'(z)}\right) + (B + iC).W.$$

Les tensions dans le solide conservent la même expression que dans le cas classique. Les formules donnant le déplacement ne diffèrent que par le terme $(B + iC)W$. Dans certains cas ce terme peut être évalué directement.

Il convient de remarquer que le corps ne peut être indéfini dans toutes les directions. Il doit être tout entier dans la bande $\alpha < \alpha + \beta = Bx + Cy + D < 2\alpha$ puisque $0 \leqq \sigma \leqq 1 - \sigma$.

Prenons par exemple une couche limitée par les droites $y = \pm h$ et chargée uniformément sur un segment $|x| < a$, $y = +h$, $\sigma_y = -p$. Sur cette droite

W''_{x^2} est connu. On peut prendre $2W(x, h) = p(a^2 - x^2)$ sur le segment, et zéro en dehors. On trouvera la différence dans le déplacement si l'on connaît la loi de variation de la rigidité.

Supposons que μ varie entre $\mu_0(y = -h)$ et $(3/4)\mu_0(y = +h)$ suivant la loi : $\mu = 6\mu_0 h : (y + 7h)$ et que le coefficient de Poisson varie de 0,2 à 0,4. On obtient

$$\alpha = 2 : 5\mu_0 h, \qquad C = 1 : 12\mu_0 h, \qquad B = 0.$$

Le déplacement à la surface du corps hétérogène ne diffère de celui qui se produirait dans les mêmes conditions pour un corps homogène ayant partout les coefficients superficiels du premier, que par la composante verticale sous la charge; la différence est donnée par

$$\delta v = p(a^2 - x^2) : 24\mu_0 h.$$

2° Supposons maintenant α *variable*, A *restant nul*.

Nous supposerons que α^{-1} peut se mettre sous la forme d'une somme de produits :

(7) $$\alpha^{-1} = 4\sum_i a'_i(z)\, b'_i(\bar{z}).$$

L'équation (4) s'écrit ici : $\Delta(\alpha \Delta W) = 0$. On en déduit

$$\frac{\partial^2 W}{\partial z\, \partial \bar{z}} = \mathrm{Re}\left[\sum_i a'_i(z)\, \varphi_1(z)\, b'_i(\bar{z})\right] \qquad (\varphi_1 \text{ étant analytique});$$

et

$$W = \mathrm{Re}\left[\sum_i b_i(\bar{z}) \int^{z} a'_i(s)\, \varphi_1(s)\, ds + \chi(z)\right].$$

Si la somme n'a qu'un terme, $\alpha^{-1} = 4a'(z).\bar{a}'(\bar{z})$, on obtient

(8) $$W = \mathrm{Re}[\bar{a}(\bar{z})\, \varphi(z) + \chi(z)],$$

formule qui généralise la formule de Goursat obtenue pour a' constant. On en déduit l'expression du déplacement :

(9) $$u + iv = \Phi - (\alpha + \beta)(a\bar{\varphi}' + \bar{a}'\varphi + \bar{\chi}') + (B + iC)W,$$

en posant

$$\Phi'(z) = \frac{\varphi'(z)}{a'(z)}.$$

3° On pourrait étudier d'autres cas, α variable A non nul, en utilisant une méthode employée par Vekua pour des problèmes de vibrations. Laissant de côté cette voie, remarquons simplement que l'équation (4) peut être étudiée à l'aide de la transformation de Fourier si les paramètres ne dépendent que d'une coordonnée. Posons

$$W = \int_{+\infty}^{+\infty} \Phi(s, y)\, e^{-sx}\, ds,$$

Φ est solution de

$$\left(\frac{d^2}{dy^2} - s^2\right)\alpha\left(\frac{d^2}{dy^2} - s^2\right)\Phi = -s^2(\alpha + \beta'')_{y_2}\Phi.$$

Cette équation différentielle est à coefficients constants dans un cas plus général que celui que nous avons étudié dans [1]. Il suffit en effet que $\alpha'/\alpha = m\,\beta''/\alpha = n$, m et n étant constants. Les paramètres élastiques varient suivant les lois

$$(2\mu)^{-1} = \frac{n+m^2}{m^2} a_0 e^{my} + Ay + B, \qquad \frac{\sigma}{1-\sigma} = \frac{m^2}{n} + (Ay + B\, e^{-my}\alpha_0^{-1}.$$

[*] Séance du 21 janvier 1957.

[1] G. Jobert, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 227.

[2] N. Mushelišvili, *A.N.S.S.S.R.*, Moskva, 1954.

ÉLASTICITÉ. — *Sur la propagation des ondes dans un milieu visco-élastique.* Note de M. **André Sentis**, transmise par M. Henri Villat.

Cette Note étudie certaines ondes susceptibles de se propager dans un milieu visco-élastique isotherme défini par sa masse spécifique ρ, ses coefficients de Lamé λ et μ, et son temps de réponse τ.

Nous partirons des équations de Navier-Stokes généralisées [1] :

$$(1) \qquad (\bar{\lambda} + \mu)\,\text{grad div}\,\overline{\overline{D}}\rceil + \mu\,\Delta\overline{\overline{D}}\rceil - \rho\frac{\partial^2\overline{D}}{\partial t^2} = 0$$

dans lesquelles (x, y, z, t) est le vecteur-déplacement, et $\overline{}\rceil$ représente l'opérateur $(1 + \tau\,\partial/\partial t)$. Compte tenu de l'identité $\Delta\overline{D} \equiv \text{grad div}\,\overline{D} - \text{rot rot}\,\overline{D}$ elles peuvent encore s'écrire

$$(2) \qquad (\bar{\lambda} + 2\mu)\,\text{grad div}\,\overline{\overline{D}}\rceil - \mu\,\text{rot rot}\,\overline{\overline{D}}\rceil - \rho\frac{\partial^2\overline{D}}{\partial t^2} = 0.$$

Ondes planes. — Le milieu est susceptible de transmettre des ondes planes si l'on peut trouver une solution qui ne soit fonction que d'une forme linéaire $\overline{D} = \overline{D}(\alpha x + \beta y + \gamma z \pm ct)$, où α, β, γ, sont les cosinus directeurs du plan de l'onde, et c la célérité de celle-ci. Or, si l'on cherche une solution de la forme

$$\overline{D} = \overline{D}_0 \exp\frac{\alpha x + \beta y + \gamma z \pm ct}{\pm cT} + \overline{D}_1\frac{\alpha x + \beta y + \gamma z \pm ct}{\pm cT} + \overline{D}_2.$$

où $\overline{D}_0$, $\overline{D}_1$, $\overline{D}_2$ sont trois vecteurs fixes, et T un coefficient, réel ou non, on est conduit par substitution à la condition

$$\left(1 + 2\mu - \frac{\rho c^2}{1 + \frac{\tau}{T}}\right)\left(\mu - \frac{\rho c^2}{1 + \frac{\tau}{T}}\right)^2 = 0.$$

C'est l'équation aux célérités. La racine

$$c^2 = \frac{\mu}{\rho}\left(1 + \frac{\tau}{\mathrm{T}}\right)$$

correspond, d'après (1), au cas où la dilatation cubique retardée reste nulle

$$\operatorname{div} \overline{\mathrm{D}}\rceil = 0.$$

On a alors une onde de distorsion.

De même, si le mouvement dépend d'un potentiel scalaire retardé

$$\operatorname{rot} \overline{\mathrm{D}}\rceil = 0,$$

(2) s'écrit

$$(\lambda + 2\mu)\,\Delta\,\overline{\mathrm{D}}\rceil - \rho\frac{\partial^2 \overline{\mathrm{D}}}{\partial t^2} = 0$$

et la racine

$$c^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho}\left(1 + \frac{\tau}{\mathrm{T}}\right)$$

correspond à une onde irrotationnelle de dilatation. On remarque que la célérité dépend des conditions initiales du mouvement, car

$$\frac{1}{\mathrm{T}} = \frac{\left(\dfrac{\partial \overline{\mathrm{D}}}{\partial t}\right)_0}{\overline{\mathrm{D}}_0 + \overline{\mathrm{D}}_1},$$

alors que la théorie de l'élasticité considère qu'elle en est indépendante. L'écart entre les deux conceptions doit être d'autant plus sensible que la vitesse initialement imprimée à la matière est plus grande. Ceci peut expliquer que les coefficients d'élasticité d'une matière mesurée par voie dynamique soient généralement plus élevés que ceux qu'on obtient par voie statique. En effet, dans le cas d'une mesure lente à la presse, les deux formules doivent coïncider. Mais si l'on mesure une célérité, on obtient

$$(\bar{\lambda} + 2\mu)\left(1 + \frac{\tau}{\mathrm{T}}\right) \qquad \text{au lieu de} \quad \bar{\lambda} + 2\mu.$$

Du fait que les équations aux déformations et les équations d'ondes sont identiques, la célérité dépend également des contraintes aux limites. Ainsi, dans le cas du fluage :

$$u = u_0 \exp\left(-\frac{x}{c\mathrm{T}} - \frac{t}{\mathrm{T}}\right), \qquad v \equiv 0, \qquad w \equiv 0;$$

$$\mathrm{N} = -\rho c \frac{u_0}{\mathrm{T}} \exp\left(-\frac{x}{c\mathrm{T}} - \frac{t}{\mathrm{T}}\right) = \rho c \frac{\partial u}{\partial t},$$

on voit que

$$c = \frac{\mathrm{N}_0}{\rho\left(\dfrac{\partial u}{\partial t}\right)_0}$$

croît comme la contrainte imposée. Les essais récents de matériaux semblent confirmer ce phénomène.

(1) A. SENTIS, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 729 et 1700.

(2) *Trans. Amer. Geophys. Unions*, **32**, n° 2.

(3) *Réunion Intern. des Lab. d'Essais et Recherches Mat. de Constr.*, 1953, p. 12, 40 et 107.

(4) *Ann. Inst. Techn. Bât. et T. P.*, **87-88** (suppl.), p. 374.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur les corrélations triples en trois points en turbulence homogène.* Note de M. **ANTOINE CRAYA**, transmise par M. Henri Villat.

Une expression du transformé de Fourier du tenseur des corrélations triples en trois points est formée pour le cas général de la turbulence homogène; il est montré que celle-ci ne fait intervenir que quatre scalaires indépendants, c'est-à-dire seulement deux de plus que dans le cas de l'isotropie.

Le tenseur des corrélations triples en trois points R_{ijk} et son transformé de Fourier Φ_{ijk} ;

$$R_{ijk}(\vec{r}, \vec{r}') = \overline{u_i(\vec{x})\, u_j(\vec{x}+\vec{r})\, u_k(\vec{x}+\vec{r}')}$$

$$\Phi_{ijk}(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{i}{(2\pi)^6}\int R_{ijk}(\vec{r}, \vec{r}')\, e^{-i(\vec{k}.\vec{r}+\vec{k}'.\vec{r}')}\, d\vec{r}\, d\vec{r}'$$

ont été introduits systématiquement dans un important travail de I. Proudman et W. H. Reid (1).

Nous rappelons les propriétés de Φ_{ijk} :

$$\Phi_{ijk}(\vec{k}, \vec{k}') = \Phi_{ikj}(\vec{k}', \vec{k}), \tag{1}$$

$$\Phi_{ijk}(\vec{k}, \vec{k}') = \Phi_{jki}(\vec{k}', \vec{k}'') = \Phi_{kij}(\vec{k}'', \vec{k}), \tag{2}$$

$$\Phi_{ijk}(-\vec{k}, -\vec{k}') = -\Phi^{*}_{ijk}(\vec{k}, \vec{k}'), \tag{3}$$

où (1) résulte de la définition de R_{ijk}, (2) traduit l'homogénéité et (3) exprime que R_{ijk} est réel; les vecteurs $\vec{k}$, $\vec{k}'$ et $\vec{k}''$ sont reliés par

$$\vec{k} + \vec{k}' + \vec{k}'' = 0.$$

A partir de ce point Proudman et Reid montrent que si la turbulence est isotrope les composantes indépendantes de Φ_{ijk} sont réduites à 14 et que l'incompressibilité les ramène ensuite à deux. Notre propos est de considérer le cas général d'un fluide incompressible et de montrer que Φ_{ijk} s'exprime à l'aide seulement de quatre scalaires indépendants ce qui ouvre quelques possibilités à la théorie dans le cas, important en pratique, de la turbulence anisotrope.

Nous appelons $\vec{\alpha}$, $\vec{\alpha}'$, $\vec{\alpha}''$ les vecteurs unités dirigés respectivement suivant $\vec{k}$, $\vec{k}'$ et $\vec{k}''$; nous introduisons aussi dans le plan $\vec{k}$, $\vec{k}'$, $\vec{k}''$ les vecteurs unités $\vec{\beta}$, $\vec{\beta}'$, $\vec{\beta}''$ normaux respectivement à $\vec{k}$, $\vec{k}'$, $\vec{k}''$ et dans le sens qui va de $\vec{k}$ à $\vec{k}'$ et $\vec{k}''$; le vecteur unité suivant la normale directe au plan ainsi orienté est désigné par $\vec{\gamma}$. Nous avons ainsi défini trois trièdres trirectangles $\vec{\alpha}''\,\vec{\beta}''\gamma$, $\vec{\alpha}\,\vec{\beta}\,\vec{\gamma}$ et $\vec{\alpha}'\,\vec{\beta}'\gamma$.

Nous rappelons que l'incompressibilité impose à Φ_{ijk} les conditions suivantes :

$$\alpha''_i\Phi_{ijk}=0,\qquad \alpha_j\Phi_{ijk}=0,\qquad \alpha'_k\Phi_{ijk}=0.$$

Le tenseur Φ_{ijk} peut d'abord être écrit sous la forme

$$\Phi_{ijk}=P_{jk}\alpha''_i+Q_{jk}\beta''_i+R_{jk}\gamma_i,$$

où

$$P_{jk}=\alpha''_l\Phi_{ljk},\qquad Q_{jk}=\beta''_l\Phi_{ljk},\qquad R_{jk}=\gamma_l\Phi_{ljk}$$

et P_{jk} est nul en vertu de la première condition d'incompressibilité. On décompose ensuite Q_{jk} et R_{jk} chacun sous la forme

$$Q_{jk}=L_k\alpha_j+M_k\beta_j+N_k\gamma_j$$

et l'on montre comme conséquence de la deuxième condition d'incompressibilité que les coefficients de α_j sont nuls. Pareillement enfin on introduit les composantes de chacun des vecteurs M et N.

$$M_k=A\alpha'_k+B\beta'_k+C\gamma_k$$

et la troisième condition d'incompressibilité annule les coefficients de α'_k.

Le tenseur Φ_{ijk} apparaît en définitive comme une somme de huit termes

(4) $$\Phi_{ijk}=\Gamma\beta''_i\beta_j\beta'_k+\Psi\beta''_i\beta_j\gamma_k+\Psi'\beta''_i\gamma_j\beta'_k+\Psi''\gamma_i\beta_j\beta'_k+\Theta\gamma_i\gamma_j\beta'_k+\Theta'\gamma_i\beta_j\gamma_k+\Theta''\beta''_i\gamma_j\gamma_k+\Omega\gamma_i\gamma_j\gamma_k$$

où les coefficients sont des fonctions de $\vec{k}$ et de $\vec{k}'$.

Considérant ensuite les relations cycliques (2) on montre sans difficulté que

$$\Psi'(\vec{k},\vec{k}')=\Psi(\vec{k}'',\vec{k}),\qquad \Psi''(\vec{k},\vec{k}')=\Psi(\vec{k}',\vec{k}''),$$
$$\Omega'(\vec{k},\vec{k}')=\Theta(\vec{k}'',\vec{k}),\qquad \Theta''(\vec{k},\vec{k}')=\Theta(\vec{k}',\vec{k}'').$$

de sorte qu'il ne subsiste que quatre scalaires indépendants Γ et Θ, Ψ et Ω qui obéissent aux conditions ci-après.

En vertu d'abord des relations (1) et (2) :

$$\Psi(\vec{k}'',\vec{k}')=\Psi(\vec{k},\vec{k}'),\qquad \Theta(\vec{k}'',\vec{k}')=\Theta(\vec{k},\vec{k}')$$
$$\Gamma(\vec{k},\vec{k}')=\Gamma(\vec{k}',\vec{k}'')=\Gamma(\vec{k}'',\vec{k})=\Gamma(\vec{k}',\vec{k}),$$
$$\Omega(\vec{k},\vec{k}')=\Omega(\vec{k}',\vec{k}'')=\Omega(\vec{k}'',\vec{k})=\Omega(\vec{k}',\vec{k}).$$

Comme conséquence ensuite de la relation (3),

$$\Gamma(-\vec{k}, -\vec{k}') = \Gamma^*(\vec{k}, \vec{k}'), \qquad \Theta(-\vec{k}, -\vec{k}') = \Theta^*(\vec{k}, \vec{k}'),$$
$$\Psi(-\vec{k}, -\vec{k}') = -\Psi^*(\vec{k}, \vec{k}'), \qquad \Omega(-\vec{k}, -\vec{k}') = -\Omega^*(\vec{k}, \vec{k}').$$

Le cas particulier de la turbulence isotrope peut être obtenu par exemple en comparant l'expression générale ci-dessus à la forme connue imposée *a priori* à un tenseur isotrope; on trouve que Ψ et Ω sont alors nuls et naturellement que Γ et Θ sont fonction des seules longueurs $kk'k''$.

L'ensemble des propriétés qui précèdent est à rapprocher de celles démontrées par Kampé de Fériet pour le tenseur Φ_{ij} de corrélations doubles; il apparaît que Φ_{ijk} est l'outil le plus adéquat pour cette extension alors que le tenseur Ψ_{ijk} relatif aux corrélations triples en deux points fait intervenir douze scalaires.

La forme canonique ([4]) se révèle commode dans les applications, dont il sera rendu compte par la suite, en raison des relations d'orthogonalité des vecteurs qui y interviennent.

([1]) *Phil. Trans. Royal Soc.* A, 247, 1954, p. 163-189.

HYDRAULIQUE. — *Sur la stabilité des systèmes de chambres d'équilibre.* Note (*) de M. **Charles Jaeger**, transmise par M. Léopold Escande.

Nous désignons par systèmes de chambres d'équilibre le cas de deux ou plusieurs chambres placées en série le long du même tunnel de mise en charge ou branchées sur le tunnel de décharge.

Le cas le plus important est celui, où les deux chambres d'équilibre sont de part et d'autre des turbines, l'une à l'amont, l'autre à l'aval. Lorsque la turbine est du type à réaction, on peut avoir à faire face à des difficultés de réglage.

Les équations fondamentales qui régissent les oscillations du plan d'eau dans les deux chambres ont été données par divers auteurs ([1]). Soient s_1 et s_2 les oscillations et t le temps exprimés soit en valeurs absolues, soit en valeurs relatives. On prouve que l'on doit avoir

$$\frac{d^2 s_1}{dt^2} + a_1 \frac{ds_1}{dt} + b_1 s_1 = A_1 \frac{ds_2}{dt} + B_2 s_2, \tag{1}$$

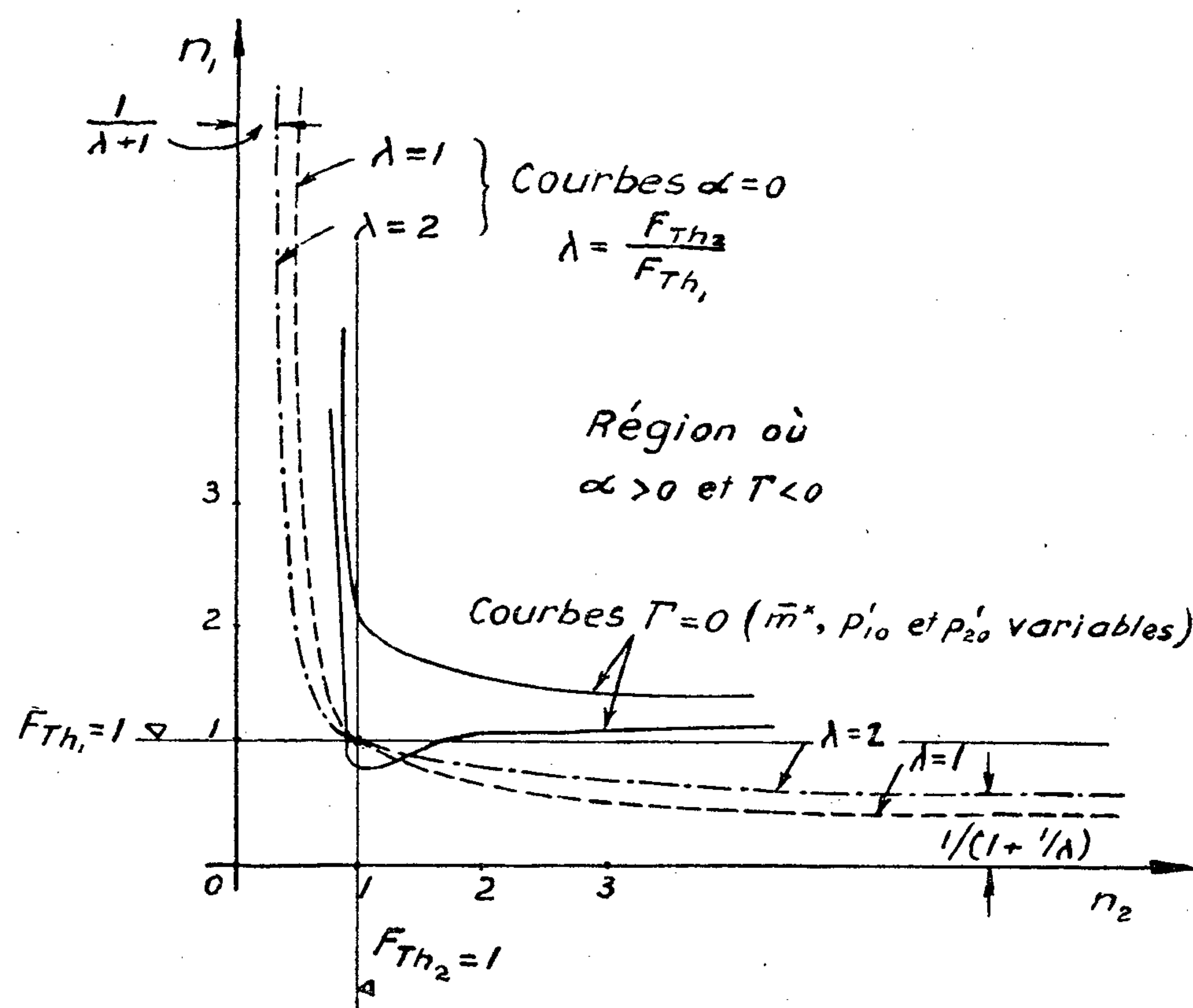
$$\frac{d^2 s_2}{dt^2} + a_2 \frac{ds_2}{dt} + b_2 s_2 = A_2 \frac{ds_1}{dt} + B_2 s_1. \tag{2}$$

Pour de petites oscillations, les coefficients a_1, a_2, b_1, b_2, A_1, A_2, B_1, B_2 sont constants.

Les équations (1) et (2) peuvent être réduites à une équation différentielle linéaire du quatrième ordre dont l'équation associée prend la forme

$$p^4 + \alpha_1 p^3 + \alpha_2 p^2 + \alpha_3 p + \alpha_4 = 0.$$

Les coefficients constantes α_1, α_2, α_3, α_4 dépendent des coefficients a_1, a_2, b_1, b_2, A_1, A_2, B_1 et B_2. Les oscillations sont amorties lorsque les conditions $\alpha_1 > 0$, $\alpha_2 > 0$, $\alpha_3 > 0$, $\alpha_4 > 0$ et $\Gamma = \alpha_3^2 - \alpha_1(\alpha_2\alpha_3 - \alpha_1\alpha_4) < 0$ sont satisfaites simultanément.



Le problème comporte dix variables indépendantes et semble donc, à première vue, échapper à une analyse générale. Par contre les équations se simplifient et s'ordonnent convenablement en introduisant comme valeurs de référence les « sections de Thoma » (²) qui peuvent être calculées au départ du problème

$$E_{Th_1} = \frac{1}{2g}\left(\frac{Q_0}{f_1}\right)^2 \frac{L_1 f_1}{H_0 P_{10}} \quad \text{et} \quad F_{Th_2} = \frac{1}{2g}\left(\frac{Q_0}{f_2}\right)^2 \frac{L_2 f_2}{H_0 P_{20}}$$

et, en définissant les sections réelles comme suit (³) :

$$F_1 = n_1 F_{Th_1}, \qquad F_2 = n_2 F_{Th_2}.$$

On montre alors que les coefficients α_1, α_2, α_3 et α_4 dépendent uniquement de n_1 et n_2 et des trois paramètres

$$p'_{10} = \frac{P_{10}}{Z'_{*_1}}, \quad p'_{20} = \frac{P_{20}}{Z'_{*_2}} \quad \text{et} \quad \overline{m}^* = \frac{T'_2}{T'_1},$$

où

$$Z'_{*_1} = W_{10}\sqrt{\frac{L_1}{g}\frac{f_1}{F_{Th_1}}}, \qquad Z'_{*_2} = W_{20}\sqrt{\frac{L_2}{g}\frac{f_2}{F_{Th_2}}},$$

$$T'_1 = 2\pi\sqrt{\frac{L_1}{g}\frac{F_{Th_1}}{f_1}}, \qquad T'_2 = 2\pi\sqrt{\frac{L_1}{g}\frac{F_{Th_2}}{f_2}}.$$

Prenons alors F_{Th_1} et F_{Th_2} comme unités. Il est aisé de tracer des diagrammes analogues à la figure 1, où n_2 est choisi comme abscisse et n_1 comme ordonnée. Les courbes $\alpha_1 = 0$ et $\Gamma = 0$ ont alors la forme des courbes indiquées sur le diagramme de la figure 1. Elles délimitent les régions, où l'on a simultanément $\alpha_1 > 0$ et $\Gamma < 0$. Comme il ne reste que trois paramètres il suffit d'examiner 8 ou 12 courbes qui décrivent l'ensemble des cas possibles en pratique. Nous avons choisi

$$0{,}2 \leqq \overline{m}^{\star} \leqq 5, \qquad p'_{10} = 0{,}1 \text{ à } 0{,}3, \qquad p'_{20} = 0{,}1 \text{ à } 0{,}3.$$

On montre que les valeurs n convenables restent comprises entre 0,95 et 2.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) CH. JAEGER, *Schweizerische Bauzeitung*, 122, nos 21 à 26, 1943, équ. (34) et (35); L. ESCANDE et R. HURON, *La Houille blanche*, octobre 1953, p. 647-654, équ. (7).

(2) Tous les symboles ont ici la signification que leur donnent Calame, Gaden et Escande dans leurs travaux classiques.

(3) La méthode esquissée ici a été développée pour la première fois dans notre Ouvrage : *Hydraulique Technique*, Dunod, Paris, 1954, p. 253-255.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Spectrophotométrie des taches solaires. Nouvelle identification de* MgH. Note de M. **GEORGES LABORDE**, présentée par M. André Danjon.

Le but général du travail est la comparaison quantitative des intensités des bandes moléculaires dans la tache et la photosphère en vue de déterminer la température et la pression dans la tache. On se borne ici, dans le domaine spectral 5 040-5 240 Å, à l'identification de la bande 5 211 Å de MgH.

Observations effectuées. — Les spectres ont été pris le 10 octobre 1956 au spectrographe de 9 m de l'Observatoire de Meudon, dans le 5e ordre, avec une dispersion de 0,246 Å/mm. La tache utilisée, de coordonnées 33° E et 27° N, a une aire de l'ordre de $600 \cdot 10^{-6}$.

Dans une première série de spectres couvrant le domaine considéré, j'ai utilisé les plaques « Kodak II.J ». Or ces plaques ont un grain gênant pour l'étude des raies faibles, et certaines raies de MgH bien visibles dans la tache, deviennent difficilement décelables dans la photosphère où elles ont une intensité sensiblement plus faible. Pour diminuer cet effet du grain j'ai repris des spectres de la photosphère seule, sur film « Kodak Microfile », les temps de poses sont alors plus grands qu'avec les plaques « II.J » (de l'ordre de 10 s au lieu de 1 s) mais cela ne présente pas d'inconvénient, puisqu'aucun problème de guidage ne se pose sur la photosphère. Le film « Microfile » présente en outre l'avantage d'être plus contrasté, ce qui pour l'étude des raies faibles est une circonstance favorable.

L'étalonnage est réalisé à l'aide d'un coin photométrique placé près de la fente d'entrée du spectrographe. Ce coin, en réalité double, produit un affaiblissement de la photosphère de part et d'autre de la tache quand celle-ci est amenée à une hauteur convenable sur la fente d'entrée; il permet ainsi d'obtenir des spectres sur lesquels la tache et la photosphère sont toutes les deux correctement posées.

Les microphotogrammes ont été effectués au microphotomètre de « Moll ». Les enregistrements de la tache et de la photosphère sont disposés l'un au-dessus de l'autre, ce qui facilite leur comparaison pour chaque longueur d'onde.

Résultats. — *a.* T. Tanaka, S. Nagasawa et K. Saitō ont déjà montré la présence de MgH dans le spectre des taches ([1]). Leurs spectres avaient une dispersion de 0,38-0,42 Å/mm, c'est-à-dire plus faible que la nôtre : le présent travail, effectué dans des conditions meilleures, confirme en premier lieu cette identification.

b. J'ai essayé, en outre, d'établir l'existence de la bande de MgH dans le spectre de la photosphère. Sur 186 raies étudiées, la présence de 141 raies peut être considérée comme sûre; les 45 autres sont douteuses soit parce qu'elles ont une intensité trop faible, soit parce qu'elles coïncident, à la précision des mesures près, avec d'autres raies connues, ou dont le comportement dans la tache et la photosphère est tel qu'il n'est pas possible de les considérer comme des raies moléculaires. La comparaison de la raie, dans la tache et dans la photosphère, constitue en effet un critère souvent utilisé, ainsi d'ailleurs que la considération des intensités relatives prévues en fonction du nombre quantique J.

Les longueurs d'ondes de la bande de MgH utilisées sont celles de W. W. Watson et P. Rudnick ([2]). Dans mes mesures, l'écart en longueur d'onde entre la raie prévue et la raie identifiée est toujours inférieur à 0,04 Å.

Je pense qu'il est possible de conclure à l'existence de MgH dans la photosphère. Tanaka, Nagasawa et Saitō estiment les intensités des raies dans la tache à des valeurs comprises entre — 1 et — 3 dans l'échelle de Rowland. Dans la photosphère les raies ont une intensité évidemment beaucoup plus faible, les plus fortes étant de l'ordre de — 3 et leur identification est rendue de ce fait plus délicate.

Il faut indiquer que Harold D. Babcock avait déjà signalé comme certaine l'existence de MgH dans le spectre du disque solaire ([3]).

c. Il a été possible enfin de choisir une vingtaine de raies, suffisamment intenses et isolées, pour être mesurées à la fois dans la tache et la photosphère. Les résultats fournis par ces mesures feront l'objet de publications ultérieures.

(1) *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **21**, 1939, p. 431.
(2) *Phys. Rev.*, **29**, 1927, p. 413.
(3) *Astrophys. J.*, **102**, 1945, p. 154.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Analogies gyroscopiques pour accélérateurs circulaires.* Note de M. **Francis Fer**, présentée par M. Louis de Broglie.

La recherche du rendement et de la meilleure focalisation dans les accélérateurs circulaires pose, dans le calcul des trajectoires, des problèmes théoriques de résolution d'autant plus difficiles que la précision requise est plus grande; de cette difficulté découle l'intérêt d'images analogiques aussi exactes que possible.

Le mouvement plan d'une particule de masse m, de charge e, dans un champ magnétique de révolution $H(\rho)$ fonction du rayon vecteur ρ, est donné par les équations (I en coordonnées polaires, II en coordonnées cartésiennes) :

$$\text{(I)}\quad \begin{cases} \rho'' - \rho\alpha'^2 = \dfrac{e}{m}H\rho\alpha', \\ 2\rho'\alpha' + \rho\alpha'' = -\dfrac{e}{m}H\rho'; \end{cases}$$

$$\text{(II)}\quad \begin{cases} x'' = \dfrac{e}{m}Hy'; \\ y'' = -\dfrac{e}{m}Hx', \end{cases}$$

les accents figurant la dérivation par rapport au temps t.

Les seconds membres de ces équations (force perpendiculaire à la vitesse) rappellent des termes qui figurent dans les équations du gyroscope. En effet, soient $Oxyz$ les axes principaux d'inertie d'une toupie tournant autour du point O, OXYZ les axes fixes, OX′Y′ les axes intermédiaires situés dans le plan Oxy et tels que OX′ soit dans le plan OXY. En désignant par A, A, C les moments principaux d'inertie de la toupie, par $\theta = \text{OZ}, Oz$, $\psi = \text{OX}, \text{OX}'$, et φ (rotation propre) les angles d'Euler, par r la projection de la rotation totale sur Oz, le théorème du moment cinétique projeté sur les axes OX′Y′Z donne les équations

$$\text{(III)}\quad \begin{cases} A(\theta'' - \sin\theta\cos\theta\,\psi'^2) = -Cr\psi'\sin\theta + L, \\ A(2\cos\theta\,\theta'\psi' + \sin\theta\psi'') = Cr\theta' + M, \\ Cr' = N, \end{cases}$$

LMN étant les projections sur OX′Y′z du couple appliqué.

Pour $L = M = 0$, et si le mouvement du gyroscope est limité à des angles θ petits, les équations en θ, ψ du gyroscope sont identiques au système (I) si l'on identifie θ à ρ, ψ à α, et eH/m à $-Cr/A$. *Le mouvement de l'extrémité supé-*

rieure du gyroscope est identique à celui d'une particule dans un champ magnétique H, *pourvu qu'on prenne* $Cr/A = -eH/m$.

On sait d'autre part [1] que les termes de couplage gyroscopiques (force perpendiculaire à la vitesse) se retrouvent dans des dispositifs électromécaniques (galvanomètre, haut-parleur). Si Φ désigne le flux magnétique à travers un circuit de coordonnée q, de coefficient d'inertie I, de self L, parcouru par un courant d'intensité $i = Q'$ (Q quantité d'électricité), les deux équations, mécanique et électrique, de ce système s'écrivent

$$\text{(IV)} \qquad \begin{cases} I q'' = \dfrac{\partial \Phi}{\partial q} Q', \\ LQ'' = -\dfrac{\partial \Phi}{\partial q} q'. \end{cases}$$

L'identification se fait avec le système (II) en prenant $\partial\Phi/\partial q$ proportionnel à eH/m.

La précision utile de l'analogie peut être accrue si l'on tient compte de la remarque suivante : il n'est pas nécessaire que le mouvement analogique reproduise la trajectoire complète de la particule du centre de l'aimant à la périphérie, mais seulement telle ou telle partie de la trajectoire qui est enfermée dans une couronne de rayons ρ_1 et ρ_2 (l'étude par couronnes successives est d'ailleurs celle qui s'accorde le mieux avec l'emploi d'équations non relativistes). Cela revient à réaliser l'analogue du mouvement relatif de la particule par rapport à un mouvement circulaire uniforme de rayon ρ_0 et de fréquence $\omega = -(e/m)H(\rho_0)$. En désignant par $x_0 = \rho_0 \cos\omega t$, $y_0 = \rho_0 \sin\omega t$ ce mouvement de référence, les équations (II), par exemple, s'écrivent :

$$(x - x_0)'' = \frac{e}{m} H (y - y_0)' + \frac{e}{m} (H - H_0) y'_0,$$

$$(y - y_0)'' = -\frac{e}{m} H (x - x_0)' - \frac{e}{m} (H - H_0) x'_0$$

et les analogues du type (IV) s'obtiendront en ajoutant au second membre des forces connues dépendant du temps et de $(x - x_0)$, $(y - y_0)$. Le même procédé est applicable aux systèmes (I) et (III). Dans tous les cas le mouvement relatif est observé à une échelle plus grande que ne pourrait l'être le mouvement global.

Le principe d'analogie du mouvement plan ainsi posé, il est ensuite possible d'introduire le mouvement vertical des particules. Dans l'accélérateur, ce mouvement est caractérisé, par exemple pour le système (I), par une équation en z (cote) : $z'' = -(e/m) h\rho\alpha'$, $h(\rho, z)$ étant le champ radial, et par l'addition du terme $(e/m) hz'$ au second membre de la deuxième équation (I). Analogiquement, cela revient à coupler le gyroscope avec un dispositif oscillant sur la coordonnée z (par exemple un circuit électrique avec self); ce couplage

s'obtiendra en exerçant sur le gyroscope un couple $M = A(e/m)hz'$, et sur le circuit un potentiel $-(e/m)h(\theta, z)\theta\psi'$.

Enfin il est possible de réaliser l'analogue du champ électrique accélérateur de particules en appliquant, dans le cas du gyroscope des couples L et M connus, dans le cas des analogues électromécaniques une force et un potentiel connus.

On peut donc étudier le mouvement d'une particule dans un accélérateur circulaire en suivant le mouvement d'un gyroscope ou d'un dispositif électromécanique. Les difficultés techniques n'apparaissent pas impossibles à surmonter. La principale est la commande de la rotation r en fonction de θ, ψ dans le gyroscope, de $\partial\Phi/\partial q$ en fonction de q, Q dans le dispositif électromécanique; l'utilisation du relais par lampes doit permettre d'y arriver. Des relais du même genre doivent permettre de compenser les frottements, en particulier électriques, qui existent dans les analogues sans exister dans l'accélérateur. Enfin la haute fréquence des oscillations dans l'accélérateur peut être réduite à volonté par une échelle convenable des temps.

(1) *Voir* Y. ROCARD, *Dynamique générale des vibrations.*

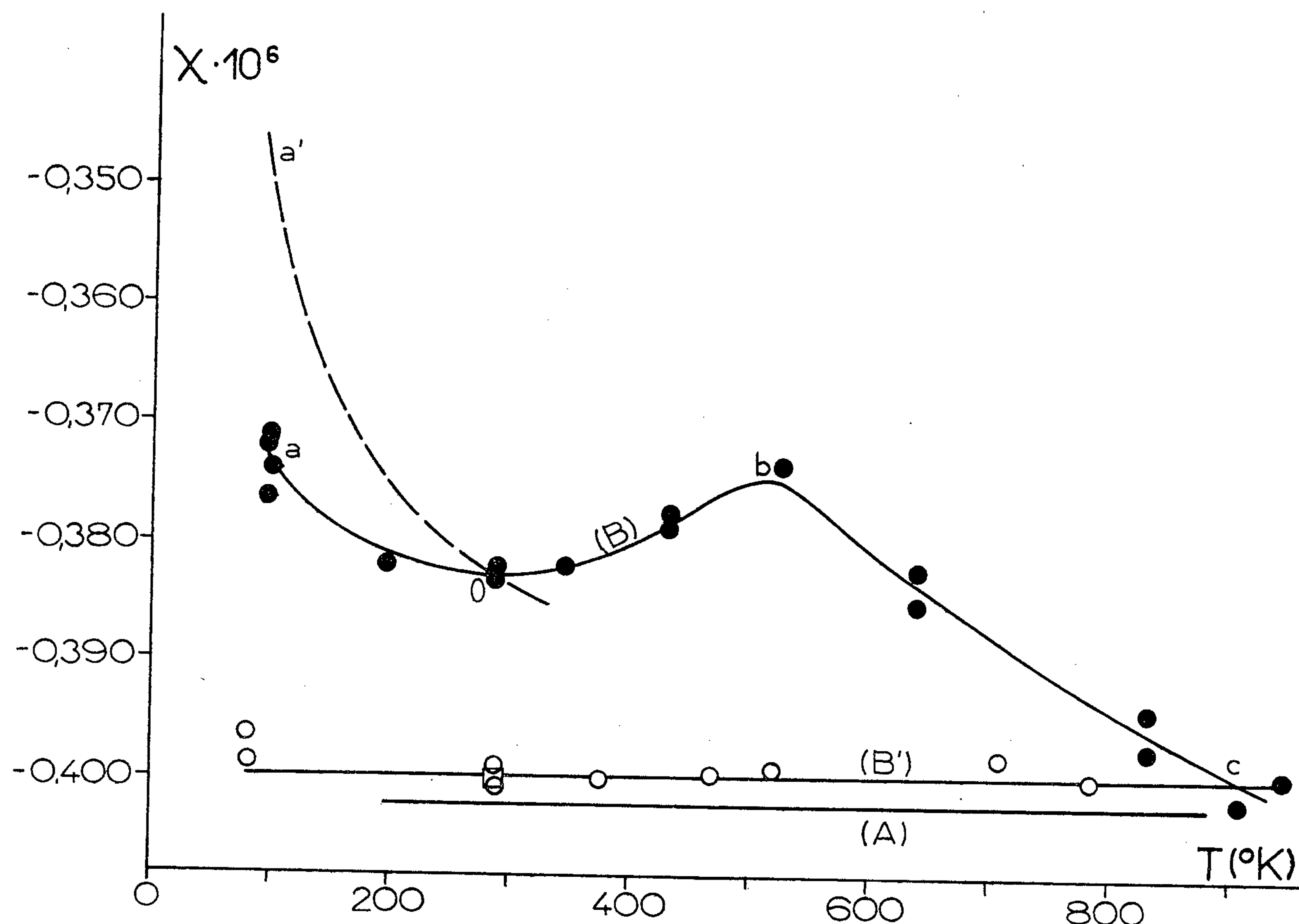
MAGNÉTISME. — *Effet magnétochromatique induit par des neutrons thermiques dans un quartz fondu, magnétiquement pur.* Note (*) de M. **NICOLAS PERAKIS**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Un effet magnétique complexe doublé d'un effet de couleur a été observé dans de la silice fondue magnétiquement pure après irradiation prolongée par des neutrons thermiques. L'effet magnétochromatique a entièrement disparu par chauffage au-dessus de 600° C.

1. Sensiblement de mêmes dimensions, cylindriques et pleines, les ampoules A et B utilisées provenaient du même tube de silice fondue magnétiquement pure, leurs masses étant respectivement 1,0656 et 1,0167 g. Voici leurs susceptibilités à 16° C, dans l'air : $10^6.\chi_A = -0,4095 \pm 0,0045$ et $10^6.\chi_B = -0,407 \pm 0,005$. Chacune de ces deux valeurs est la moyenne de quatre valeurs obtenues dans quatre champs différents compris entre 7700 et 3200 Oe. Indépendante du champ, la susceptibilité du quartz utilisé l'était aussi de la température, celle de l'ampoule « témoin » A étant représentée, entre 196 et 880° K, par la droite (A) de la figure : $10^6.\chi = -0,402 \pm 0,002$. Mesurés (1) pour plus de précision, dans les champs les plus forts, les χ du graphique sont corrigés de l'influence de l'air (2), négligeable au-dessus de 150° C. Le symbole □ y figure la susceptibilité à la température ambiante de l'ampoule B : $\chi_0 = -0,400.10^{-6}$.

2. Vierge de tout traitement thermique, l'ampoule B a été irradiée, au

Laboratoire de Chimie nucléaire de Strasbourg, par des neutrons de faible énergie, de l'ordre de $(3/2)kT$, émis par le mélange (0,2125 g Ra + Be) placé au centre d'un bloc de paraffine de 30 cm d'épaisseur. L'irradiation a duré du 25 octobre 1955 au 12 avril 1956.



Sans présenter de radioactivité appréciable, colorée en violet foncé, l'ampoule irradiée était devenue sensiblement moins diamagnétique, sa susceptibilité passant de $-0,400.10^{-6}$ à $-0,383.10^{-6}$. La différence $\chi_i^{290^\circ K} = +0,017.10^{-6}$ mesure la susceptibilité à la température ordinaire de la phase magnétique induite, très stable à la température ordinaire et au-dessous. En fait, bien que l'ampoule irradiée eût fait l'objet d'une étude cryomagnétique, sa couleur et la différence $\chi_i^{290^\circ K}$ n'avaient pas varié du 12 avril au 20 mai 1956, date à laquelle elle a été chauffée.

3. L'étude cryomagnétique de l'ampoule irradiée avait déjà révélé la nature complexe du magnétisme que les neutrons thermiques y avaient induit. Si le diamagnétisme de l'ampoule décroît avec la température, suivant le tronçon Oa de la courbe (B) entre 290 et 90°K, il décroît moins vite que ne l'indique la relation $\chi = \chi_0 + CT^{-1}$ ($C = 0,017.10^{-6}.290^\circ K = 4,9.10^{-6}$ et $\chi_0 = -0,400.10^{-6}$), représentée dans le même intervalle de température par le tronçon de courbe Oa'. Il s'agit donc d'un magnétisme en grande partie invariable aux basses températures, contrairement à ce qu'on pouvait attendre après l'essai de

D. K. Stevens (³). Comme J. D. Mc Clelland et J. J. Donogue (⁴), Stevens a observé une nette diminution de diamagnétisme dans un cristal de quartz irradié, et coloré, par des neutrons rapides, diminution identifiée, entre 90 et 300°K, dans sa totalité — quantitativement, semble-t-il — avec un paramagnétisme de Curie. Toutefois, le comportement de cet effet magnétochromatique n'a pas été déterminé au-dessus de 300°K.

Le tronçon *obc* de la courbe, obtenu par *températures croissantes*, traduit l'évolution du diamagnétisme apparent de l'ampoule irradiée entre 290 et 950° K. La susceptibilité croît d'abord, devenant maximum vers 500° K, pour décroître ensuite jusqu'à la valeur initiale $\chi_0 = -0,400 . 10^{-6}$, atteinte vers 920° K, qu'elle conserve après retour de l'ampoule à la température ambiante. En recouvrant, au-dessus de 600° C, la susceptibilité qu'elle avait avant d'être irradiée, l'ampoule s'est complètement *décolorée* ; elle ne contient plus de magnétisme induit, comme le montre bien l'étude thermomagnétique détaillée (81 — 945° K) que représente la droite (B') du graphique.

Décoloration et dissipation totale de l'aimantation à haute température ont été aussi observées dans un quartz fondu de provenance différente irradié par des neutrons émis par le mélange (0,2125 g Ra + Be) retiré de son bloc de paraffine.

4. La forme de la courbe (B) est conditionnée par la variation thermique du magnétisme induit et sa disparition au-dessus d'une température donnée. Si, comme c'est vraisemblable, cette température était celle du maximum de susceptibilité, le tronçon *bc* traduirait la dissipation progressive de l'effet magnétique, le reste de la courbe sa variation thermique. L'allure de la courbe pourrait alors trouver une explication dans la formation et la destruction, par capture et recombinaison d'électrons, de centres paramagnétiques couplés. Si cet échange d'électrons avait lieu entre deux ions Si^{4+} et un ion O^{2-}, le tronçon *oa* pourrait traduire la variation du paramagnétisme normal de l'oxygène ($\chi_M = 099,3 T^{-1}$) et le tronçon *ob*, avec cette variation, la croissance du paramagnétisme anormal de la paire $Si^{3+} — Si^{3+}$ entre deux états, un singulet non magnétique (basses températures), avec les spins ($S = 1/2$) antiparallèles, et un triplet paramagnétique ; le tronçon *bc* exprimerait alors le retour progressif à l'état initial par dissociation thermique des paires suivie de recombinaison électronique : $Si^{3+} — Si^{3+}, O, 3 O^{2-} \rightarrow 2 SiO_2$.

5. Observé par divers expérimentateurs, l'effet magnétique induit par les neutrons dans le quartz serait plutôt complexe. D'autant plus prononcé, pour une quantité d'énergie donnée, que le quartz est plus diamagnétique, il serait nettement plus grand, pour un même état diamagnétique, dans le cristal que dans la substance amorphe (²). L'effet magnétique semble être toujours doublé d'un effet de couleur, l'effet total, très stable à la température ordinaire, disparaissant entièrement à haute température. Il serait difficile d'attribuer cet effet à des impuretés chimiques.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) Au moyen du pendule de translation, les températures étant repérées à l'aide de couples étalonnés magnétiquement.

(2) Déterminée en opérant successivement dans l'air et l'hydrogène.

(3) *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 1541.

(4) *J. Applied Phys.*, 24, 1953, p. 963.

OPTIQUE. — *Le pouvoir réflecteur depuis le visible jusque dans l'ultraviolet lointain des dépôts de sélénium obtenus par évaporation sous vide.* Note de M^lle **Sonja Kandare**, présentée par M. Eugène Darmois.

On étudie le pouvoir réflecteur dans la région spectrale 1100-6300 Å de couches de sélénium obtenues par évaporation sous vide. Les propriétés des deux formes du sélénium, amorphe et hexagonal, sont tout à fait différentes dans l'ultraviolet lointain. Un essai d'interprétation des discontinuités dans le cas du sélénium hexagonal, est tenté.

Le pouvoir réflecteur des éléments intermédiaires entre les métaux et les métalloïdes n'a pas encore fait l'objet d'une étude systématique dans l'ultraviolet lointain. Nous donnons ici les résultats de mesures effectuées sur le sélénium pour lequel aucune donnée n'existe, à notre connaissance, dans cette région spectrale.

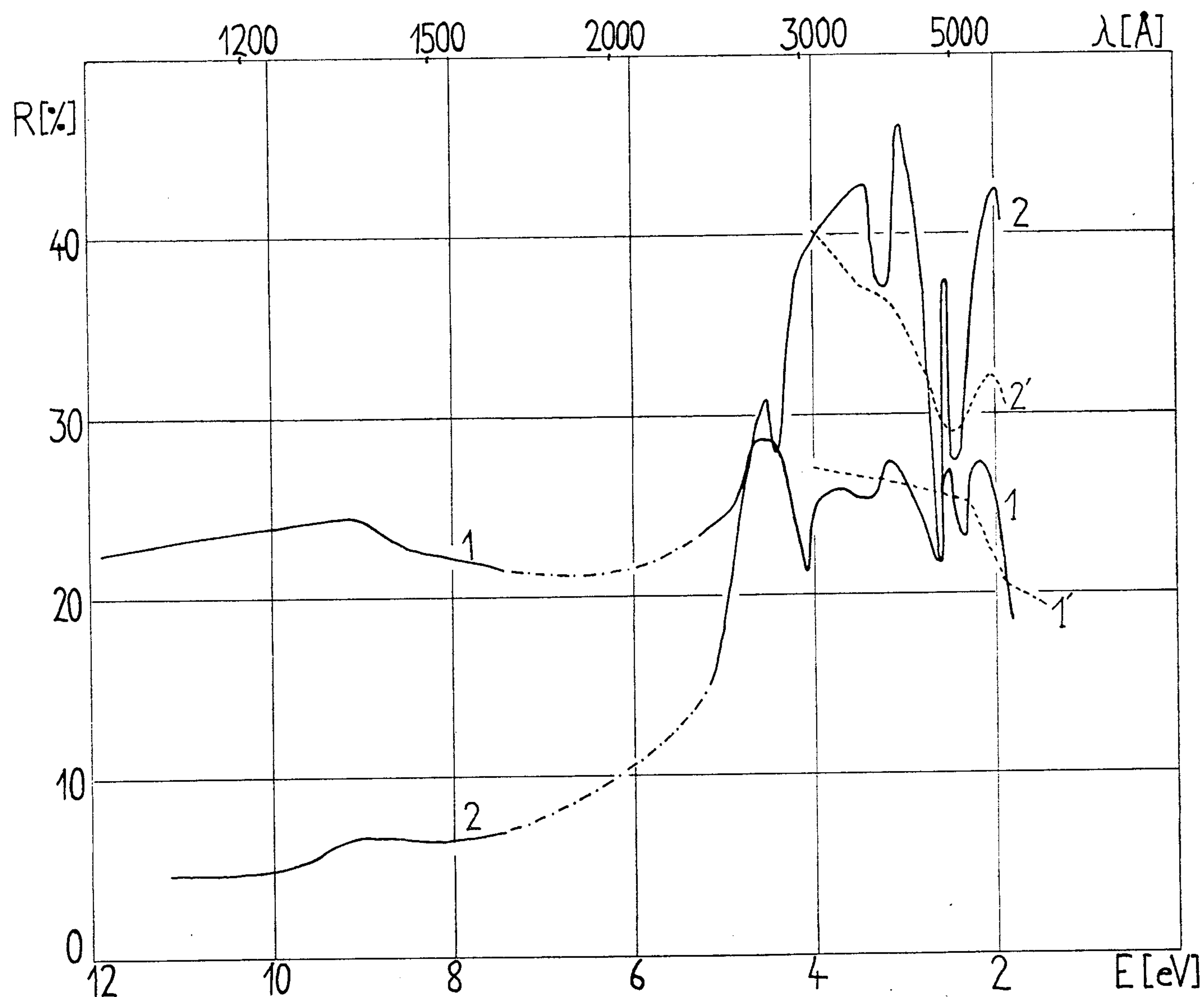
Le pouvoir réflecteur du sélénium massif a été étudié par J. Stuke (1) dans le visible et l'ultraviolet moyen et cet auteur trouve des résultats nettement différents pour les deux formes sous lesquelles se présente le sélénium (amorphe et hexagonal).

Nous avons préparé les couches étudiées, par évaporation sous vide, en utilisant un ruban de tantale, qui à la température d'évaporation relativement basse (le point de fusion du sélénium est à 220° C), ne subit aucune attaque. Les couches préparées par évaporation sont toujours amorphes, et de couleur rouge orangé. Pour obtenir des couches cristallisées nous avons utilisé la technique décrite par M. P. Givens (2). On évapore tout d'abord sur le support une couche mince (une centaine d'Angströms) de tellure, qui cristallise dans le même système que le sélénium, les constantes du réseau étant de plus très voisines. Ou évapore ensuite la couche de sélénium et la cristallisation de cette dernière s'effectue par chauffage d'une heure à 85° C environ.

Nous avons obtenu des résultats sensiblement identiques en chauffant les couches dans le vide, dans l'air, ou dans l'argon, et nous n'avons pas pu mettre en évidence un effet systématique suivant le gaz utilisé. En particulier il semble difficile d'attribuer à la formation d'un oxyde le vieillissement des couches avec diminution du pouvoir réflecteur, que nous observons pour le sélénium, comme pour beaucoup d'autres éléments; en effet les pouvoirs réflecteurs sont

à peu près les mêmes pour des couches fraîches immédiatement après le traitement par chauffage sous vide, ou par chauffage dans l'air. La couche cristallisée a les propriétés du sélénium métallique : aspect, résistivité électrique, solubilité dans le sulfure de carbone. La plupart des couches que nous avons étudiées ont été évaporées sur des supports de pyrex, et leur épaisseur était de l'ordre de 3 000 à 5 000 Å.

Les mesures de pouvoir réflecteur ont été effectuées sous une incidence de 18° à l'aide de l'appareillage déjà utilisé pour l'étude des couches minces de silicium (³). La reproductibilité des résultats dans l'ultraviolet lointain est de l'ordre de ± 5 % en valeur relative pour les couches amorphes et de ± 10 % pour les couches cristallisées, pour lesquelles le pouvoir réflecteur est plus faible et par conséquent les mesures moins précises.



La figure ci-dessus représente, dans l'échelle des énergies, les résultats que nous avons obtenus dans l'ensemble de la région spectrale comprise entre 1180 et 6300 Å, la courbe 1 correspondant au sélénium amorphe et la courbe 2 à la forme cristallisée; en pointillé nous avons également reproduit les résultats

publiés par Stuke pour le sélénium massif (respectivement courbes 1′ et 2′). Les différences d'intensité et de définition entre les pouvoirs réflecteurs que nous avons obtenus et ceux de cet auteur peuvent être expliquées par la technique, différente de la nôtre, qu'il utilise pour la préparation des couches, en particulier en ce qui concerne la température de cristallisation.

Dans l'ultraviolet lointain le pouvoir réflecteur du sélénium amorphe atteint 23 %, alors qu'on ne dépasse guère 6 à 7 % pour la forme cristallisée. Par contre à partir de 1 500 Å et vers des grandes longueurs d'ondes, le sélénium cristallisé à un meilleur pouvoir réflecteur que le sélénium amorphe.

Les variations du pouvoir réflecteur entre 5 et 2 eV peuvent être interprétées qualitativement à partir des données énergétiques connues pour le sélénium, en admettant que la théorie de la réflexion métallique peut être appliquée dans ce cas. La première discontinuité (maximum à 2 eV), correspond vraisemblablement au passage d'un électron de la bande $4p$ à la bande de conduction, la largeur de la bande interdite étant 2,05 eV ([4]). La discontinuité vers 4,5 eV peut être attribuée au travail de sortie photoélectrique : 4,6 eV d'après R. Hamer ([5]). Enfin les discontinuités comprises entre 2,4 et 4 eV peuvent être interprétées par les transitions de la bande $4p$ aux bandes $4d$ relatives aux nuages électroniques perpendiculaires à l'axe de la chaîne et formant la liaison avec les chaînes voisines [la structure électronique externe du sélénium est identique à celle du tellure, qui est décrite par H.-B. Callen ([6]) et A. Nuss-Baum ([7])]. Ces remarques sont particulièrement valables dans le cas du sélénium cristallisé, mais peuvent également être appliquées, en première approximation, au sélénium amorphe, pour lequel il existe également des fragments de chaînes, mais non orientés les uns par rapport aux autres. On explique ainsi que les variations du pouvoir réflecteur dans cette région aient à peu près la même forme pour les deux variétés, tout en étant moins accusées pour le sélénium amorphe.

Par ailleurs, d'autres auteurs ([8]), ont observé à 220 Å (56 eV) une bande d'absorption attribuée à la transition interne $3d - 4d$. Cette transition interne étant celle de plus faible énergie, on ne devrait plus observer, dans la région intermédiaire (entre 5 et 10 eV), aucune variation importante due à un mécanisme analogue à ceux signalés ci-dessus. Ceci semble vérifié au moins jusqu'à la limite de nos déterminations (11 eV) pour le sélénium métallique.

Par contre, nous observons pour le sélénium amorphe une remontée du pouvoir réflecteur dans la région des courtes longueurs d'onde, avec parallèlement une forte absorption. Il est possible que ces résultats puissent être interprétés en faisant intervenir des transitions électroniques entre les fragments de chaînes voisines ou même des dissociations.

(1) *Z. Phys.*, 134, 1953, p. 194.
(2) *Rev. Sc. Instr. U. S. A.*, 25, 1954, p. 1130.

(3) S. Kandare et D. Fabre, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1150.
(4) E. Billig, *Proc. Phys. Soc.*, 65 B, 1952, p. 216.
(5) *J. Opt. Soc. Am.*, 9, 1924, p. 251.
(6) *J. Chem. Phys.*, 22, 1954, p. 518.
(7) *Phys. Rev.*, 94, 1954, p. 337.
(8) M.-P. Givens, C. J. Koester et W. L. Goffe, *Phys. Rev.*, 100, 1955, p. 1112.

SPECTROSCOPIE. — *Perturbation du spectre d'absorption dans l'ultraviolet proche des vapeurs de quelques dérivés halogénés monosubstitués du benzène par des gaz étrangers comprimés jusqu'à* 1500 kg/cm². Note de M. **Boris Oksengorn**, présentée par M. Eugène Darmois.

On donne les déplacements des spectres d'absorption ultraviolet des vapeurs du fluorobenzène du chlorobenzène et du bromobenzène perturbées par l'azote et l'argon comprimés. Les résultats sont brièvement confrontés avec les prévisions théoriques.

Après avoir fait l'étude de la perturbation du spectre d'absorption ultraviolet des vapeurs de benzène, de toluène, et du *m*-xylène (1), (2) par des gaz étrangers comprimés, il nous a paru intéressant de poursuivre ce travail sur les spectres d'absorption de plusieurs dérivés halogénés monosubstitués du benzène, tels que le fluorobenzène le chlorobenzène et le bromobenzène. De telles études comparatives sur le benzène et ses dérivés peuvent en effet nous renseigner utilement sur l'action des forces intermoléculaires dans les états gazeux, liquide ou solide (3).

Avec l'appareillage précédemment décrit (1), nous avons étudié la perturbation du spectre d'absorption ultraviolet de la vapeur des trois dérivés halogénés du benzène par l'azote et l'argon comprimés jusqu'à 1500 kg/cm², et à la température de 20° C.

Comme dans les cas déjà considérés (1) (2); nous avons trouvé que les différentes bandes d'absorption étaient élargies et déplacées vers le rouge, et diminuaient en intensité. La figure 1 donne le déplacement des bandes pour le chlorobenzène et le bromobenzène en fonction de la densité en Amagats du gaz étranger compresseur. Dans la limite des erreurs d'expérience, les courbes sont linéaires. Pour le fluorobenzène, nous avons trouvé les mêmes déplacements que pour le benzène; les droites I et II de la figure 1 représentent les déplacements pour le benzène et le fluorobenzène.

La figure 2 donne les demi-largeurs des bandes en fonction de la densité du gaz étranger compresseur. Pour le chlorobenzène et le bromobenzène, les demi-largeurs sont à peu près les mêmes; pour le fluorobenzène les demi-largeurs sont un peu moins grandes que celles relatives aux deux corps précédents, mais beaucoup plus fortes que pour le benzène, ce qui mérite d'être remarqué, car les déplacements des bandes sont les mêmes. De plus, les déplacements pour le

chlorobenzène et le bromobenzène sont les plus grands que nous avons observés jusqu'ici, et l'action de l'azote est toujours beaucoup plus importante que celle de l'argon.

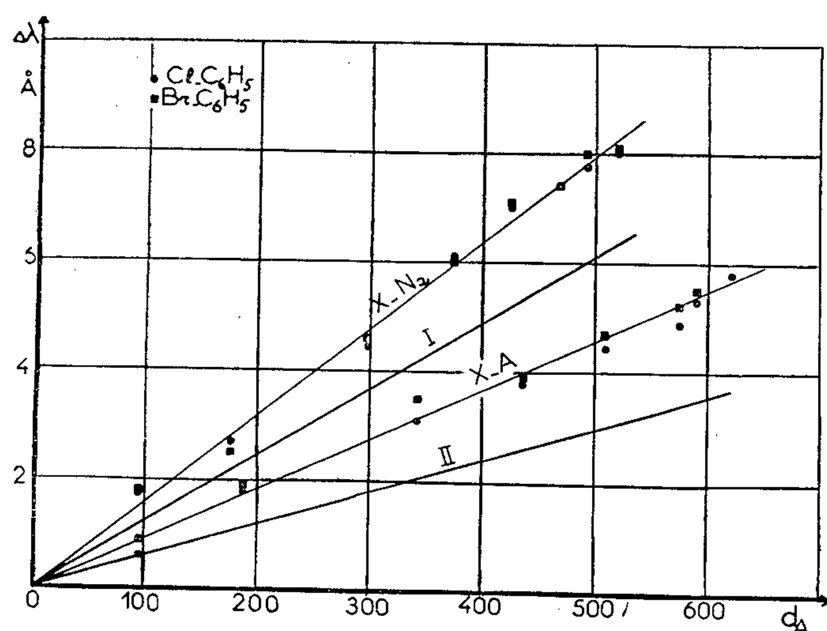


Fig. 1.

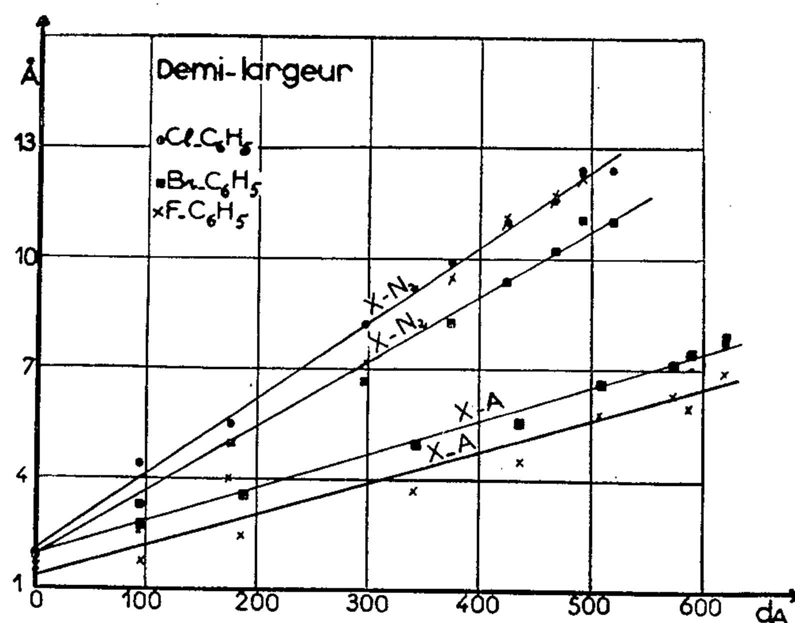


Fig. 2.

Robertson et ses collaborateurs ont trouvé pour la vapeur du benzène perturbée par l'azote comprimé, les mêmes résultats que nous (4). Ils ont étudié en plus le benzène et certains de ses dérivés en solution dans le *n*-pentane (4), (5), et ils relient leurs différents résultats au moyen de la constante diélectrique du

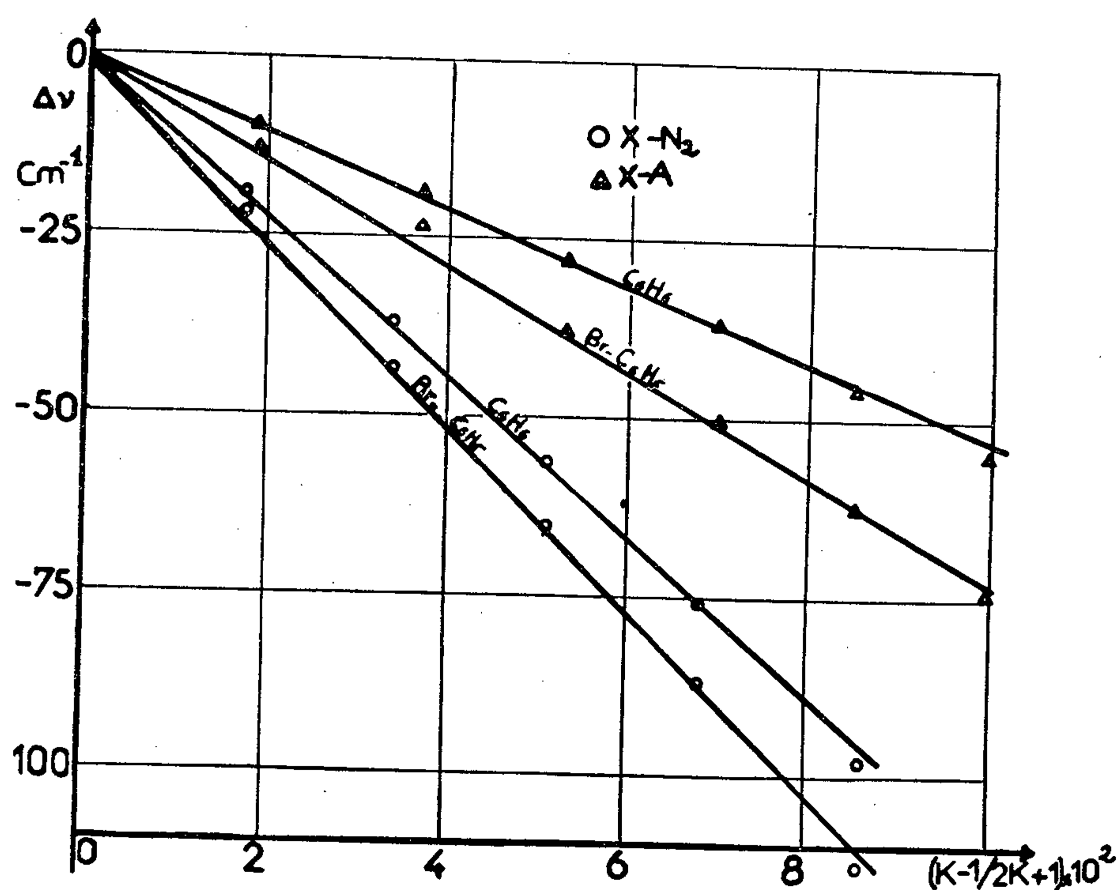


Fig. 3.

gaz compresseur ou du solvant. Il est plus intéressant de comparer nos résultats expérimentaux avec les relations théoriques (6) de Kirkwood-Bauer-Magat, en principe valables pour un vibrateur qui porte un dipôle, en solution dans un solvant non polaire (bandes d'absorption dans l'infrarouge), ainsi qu'avec celles de Bayliss (7), qui sont d'ailleurs pratiquement équivalentes aux pre-

mières mais qui s'appliquent aux transitions électroniques situées dans le visible et l'ultraviolet.

La figure 3 donne le déplacement des bandes du benzène et d'un de ses dérivés en fonction de la quantité $(K-1)/(2K+1)$, K désignant la constante diélectrique du gaz perturbateur. Nous comparerons plus particulièrement nos résultats à la formule de Bayliss :

$$(1) \qquad \Delta\nu = 10{,}7\,10^{9}\,\frac{f}{\nu\alpha}\,\frac{n^2-1}{2n^2+1} \qquad (\text{en cm}^{-1})$$

n étant l'indice de réfraction du solvant ou du gaz, f la force de l'oscillateur pour la transition considérée, et α la polarisabilité électronique de la molécule solutée. En supposant $K=n^2$, nous voyons que cette formule rend compte qualitativement de nos résultats, puisque l'expérience donne effectivement une droite KBM (*fig.* 3).

Nous pouvons remarquer cependant que le domaine de variation de la constante diélectrique est petit dans nos expériences; il s'ensuit que le déplacement des bandes est aussi pratiquement linéaire en fonction des différentes variables, par exemple la constante diélectrique elle-même.

Mais si nous comparons la pente théorique donnée par la formule (1), égale à 28 cm^{-1} pour le benzène et la transition à 2600 Å, aux pentes données par la figure 3, égale à 525 cm^{-1} pour le benzène perturbé par l'argon comprimé, et à 1106 cm^{-1} pour le benzène perturbé par l'azote comprimée, nous n'avons pas un accord très satisfaisant entre la théorie proposée et l'expérience.

Nous pouvons en déduire que l'effet du champ électrique moléculaire existe, mais qu'il n'est pas suffisant pour expliquer les différences entre l'action de l'azote et celle de l'argon. Il faut faire intervenir en même temps un effet spécifique du gaz compresseur lié peut-être au volume de la molécule perturbatrice. Il est vraisemblable que c'est l'effet de recouvrement des fonctions d'ondes électroniques ([7]).

D'un autre côté, on pourrait essayer d'expliquer les déplacements des bandes d'absorption dans les solutions, les gaz ou les liquides comprimés en s'appuyant sur la théorie de Shuler ([8]) de la formation d'un complexe à électrons π. Robertson et ses collaborateurs ([4]) négligent cette théorie, en disant que la formation d'un complexe Bz-Bz ne peut expliquer le déplacement continu avec la pression. Nous estimons pour notre part que l'effet Shuler est intéressant à considérer car le complexe Bz-Bz pour les électrons π ne l'est pas au sens chimique du mot, l'énergie de délocalisation de ces électrons variant avec la distance entre les molécules; l'objection précédente tombe donc. Toutefois il est nécessaire d'approfondir cette théorie pour obtenir des comparaisons quantitatives avec l'expérience.

Pour terminer il est nécessaire d'ajouter que les théories des perturbations statistiques du type Margenau devraient en principe s'appliquer au présent

cas. On sait que, lorsqu'on tient compte des forces répulsives ([9]), ([10]), ([11]), les déplacements qu'elles prévoient sont à peu près linéaires en fonction de la densité aux densités moyennes, ce qui est conforme aux résultats expérimentaux de notre travail.

([1]) B. Oksengorn, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2300.
([2]) B. Oksengorn, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 606.
([3]) B. Oksengorn, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2324.
([4]) W. W. Robertson, S. E. Babe Jr et F. A. Matsen, Rapport non publié 1956.
([5]) W. W. Robertson et F. A. Matsen, *J. Chem. Phys.*, 23, 1955, p. 2468.
([6]) E. Bauer et M. Magat, *J. Phys. Rad.*, 9, 1938, p. 319.
([7]) N. Bayliss, *J. Chem. Phys.*, 18, 1950, p. 292.
([8]) K Shuler, *J. Chem. Phys.*, 20, 1952, p. 1865; 21, 1953, p. 765.
([9]) R. Bergeon, S. Robin et B. Vodar, *Comptes rendus*, 235. p. 360.
([10]) R. Bergeon, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2507.
([11]) R. Bergeon et B. Vodar, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 172.

RÉFRACTOMÉTRIE. — *Mesure de la dispersion de liquides dans l'infrarouge par une méthode interférométrique.* Note (*) de Mme **Josette Vincent-Geisse** et M. **Jean Lecomte**, présentée par M. Jean Cabannes.

Mise au point d'une méthode pour la mesure d'indices de réfraction de liquides par interférences. Application au tétrachlorure de carbone, au chloroforme et au benzène.

Principe de la méthode. — On trouve un certain nombre de références concernant la mesure des indices de réfraction de liquides (ou de solides) au moyen d'interférences. Les difficultés rencontrées proviennent des couches semi-réfléchissantes et de l'absorption propre des corps étudiés qui rend très difficile le pointage des franges dans le cas de bandes d'absorption nombreuses. Aussi les applications de cette méthode sont-elles restées jusqu'ici assez limitées : nous avons essayé de mettre au point une technique généralement applicable.

1° Nous évitons, dans beaucoup de cas, les difficultés provoquées par l'existence de bandes d'absorption, en utilisant un spectrographe à double faisceau, et en plaçant, sur le faisceau de référence, une cuve remplie avec le corps à étudier et possédant une épaisseur voisine de celle qui sépare les lames de l'interféromètre.

2° Une cuve à épaisseur variable, qui sert d'interféromètre, contient le liquide dont on désire mesurer l'indice. On peut ainsi travailler avec des couches dont l'épaisseur fournit, pour chaque substance, les systèmes de franges les plus commodes. En outre, il se montre pratique de pouvoir obtenir une ou plusieurs franges aux mêmes points du spectre, mais avec des intervalles d'interférences différents.

3° Nous avons utilisé pour les couches semi-réfléchissantes, obtenues par évaporation dans le vide ([1]), le pentaséléniure d'arsenic, qui possède un indice de réfraction élevé et qui donne lieu (entre le visible et 17 μ environ) à un indice d'extinction pratiquement nul : avec la précision de nos mesures, il n'y a dès lors pas à s'occuper des changements de phase au cours de la réflexion. Le pentaséléniure d'arsenic présente ainsi des multiples avantages relativement aux métaux généralement utilisés. Au lieu de recourir à NaCl ou KBr pour réaliser les lames de l'interféromètre, nous essayons actuellement TlBrTlI sans semi-métallisation pour éviter l'attaque par l'eau ou d'autres liquides.

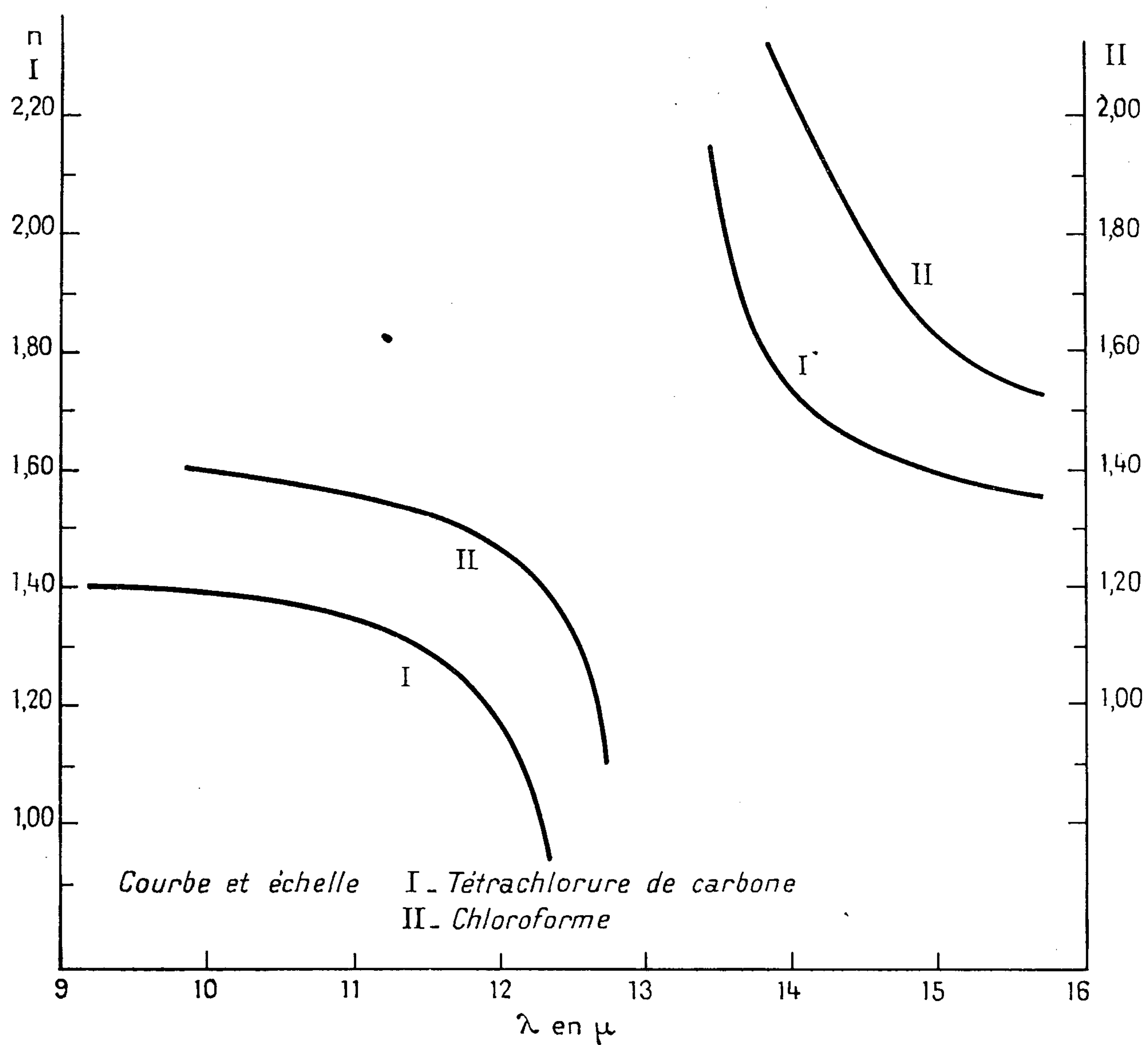


Fig. 1.

L'épaisseur e du liquide se détermine au moyen de franges d'interférences obtenues avec la cuve vide. L'indice cherché n s'exprime, en fonction de l'ordre d'interférence k et de la longueur d'onde λ, par la relation :

$$2ne = k\lambda. \qquad (1)$$

Si, d'autre part, $\lambda + \Delta\lambda$ représente la longueur d'onde du maximum d'ordre $k + \Delta k$, on en déduit

$$k = -\frac{\Delta k}{\Delta\lambda}(\lambda + \Delta\lambda) + 2e\frac{dn}{d\lambda}. \tag{2}$$

Le terme inconnu $2e\, dn/d\lambda$ reste toujours petit et négatif dans les zones de dispersion normale; donc la valeur de k, obtenue en ne conservant que le premier terme, correspond à une valeur approchée par excès. Un seul spectre donne donc k à quelques unités près. Grâce à notre cuve d'épaisseur variable, il devient très facile de répéter les mesures avec des conditions variées et les meilleures dans chaque cas particulier. Des exemples pour la détermination de k paraîtront dans un autre recueil. La connaissance de k fournit, d'après (1), l'indice de réfraction n (précision environ 1/100^e : elle rend inutile une spécification plus exacte de la température, voisine de 25° C).

Nos mesures ont été contrôlées, soit en les comparant avec des résultats antérieurs dans une zone spectrale commune, soit en les vérifiant au moyen d'indices de réfraction déterminés avec la méthode des filtres de Christiansen, proposée depuis longtemps ([2]).

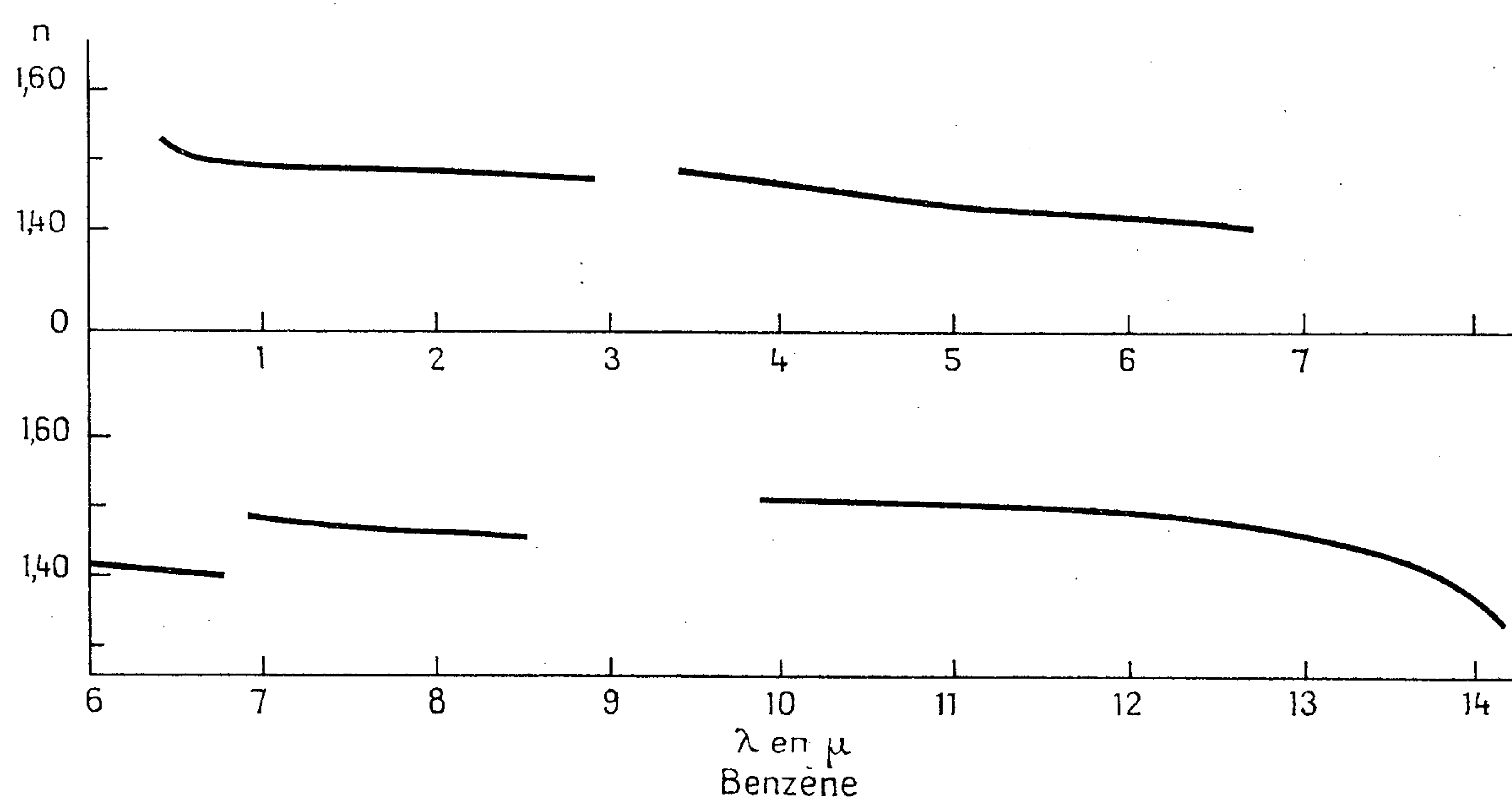


Fig. 2.

Résultats. — Les figures donnent les courbes de dispersion du tétrachlorure de carbone, du chloroforme et du benzène. Pour le premier, nous avons étendu les déterminations antérieures ([3]) à la zone de 12-16 μ, qui se montre la plus intéressante en raison de la très forte absorption et de la dispersion anormale vers 13 μ. Malheureusement nous n'avons obtenu aucune frange à l'intérieur même de la bande. Nous prolongeons, entre 11

et 15 μ, les indices obtenus antérieurement pour le second ([4]). Quant au troisième, on connaissait seulement, d'après les mesures de l'un de nous, la dispersion jusqu'à 2,5 μ environ ([5]). Le benzène représente d'ailleurs un cas particulièrement difficile, en raison du grand nombre de bandes d'absorption et de la faiblesse des anomalies que la précision de nos mesures ne laisse pas toujours bien mettre en évidence. La prolongation des déterminations au-delà de la très forte bande de 14,7 μ conduirait probablement à des résultats intéressants.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

([1]) G. Dewulf, *Revue d'Optique*, 33, 1954, p. 513-518.

([2]) R. B. Barnes et L. G. Bonner, *Phys. Rev.*, 49, 1936, p. 732-740.

([3]) H. Marvin, *Phys. Rev.*, 34, 1912, p. 161-176; A. H. Pfund, *J. Opt. Soc.*, 25, 1935, p. 351-354; J. Ramadier-Delbès, *J. Phys. Rad.*, 13, 1952, p. 47; *Thèse*, Toulouse, 1956.

([4]) A. Pittman, *J. Opt. Soc. Amer.*, 29, 1939, p. 358-363.

([5]) J. Geisse, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1943.

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Dispersion de biréfringence du sel de Seignette dans le visible et le proche infrarouge.* Note (*) de Mlle **Anne-Marie Vergnoux**, MM. **Jacques Blanc** et **Raymond Vierne**, présentée par M. Jean Cabannes.

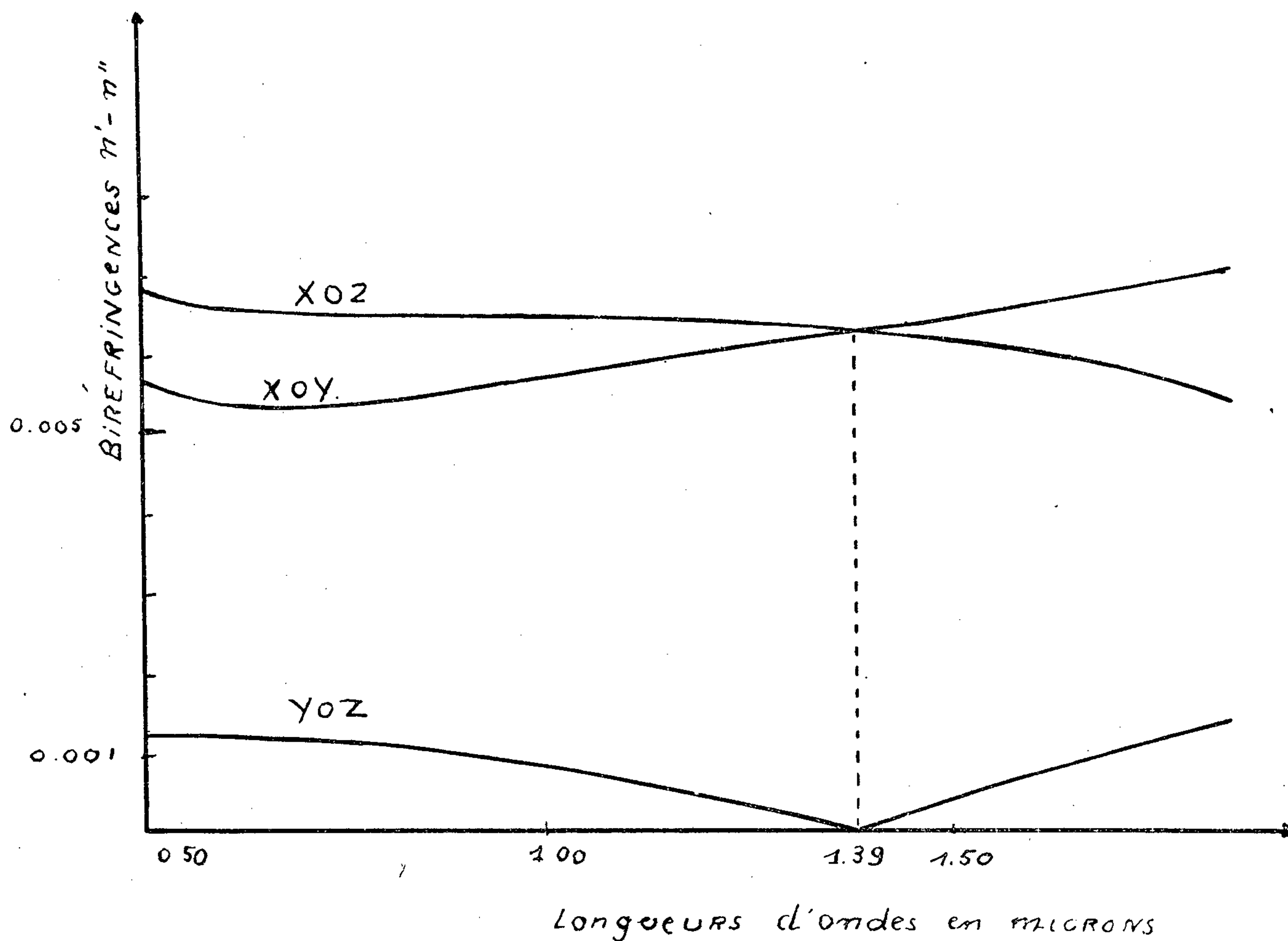
Les biréfringences principales du tartrate double de K et Na tétrahydraté, ont été déterminées dans le visible et l'infrarouge jusqu'à 2 μ environ, en taillant trois lames dont les faces sont parallèles respectivement aux plans de symétrie de ce cristal orthorhombique.

La méthode, appliquée déjà pour d'autres cristaux([1]), utilise les spectres cannelés de biréfringence donnés entre polariseurs croisés par deux lames parallèles à la même direction de plan et d'épaisseurs différentes. Un seul enregistrement, simultané pour les deux lames, couvre par un grand nombre de points expérimentaux le domaine spectral. L'ordre d'interférence, assez élevé dans le visible, est déterminé sans ambiguïté par trois méthodes différentes ne nécessitant pas d'autres mesures; ce qui permet de donner les biréfringences à 1/100e près environ. A partir de 1,4 μ des zones d'absorption dues aux harmoniques des vibrations des molécules d'eau et des groupes CH et OH de l'ion tartrate ([2]) viennent perturber les mesures; il est alors nécessaire pour discriminer les cannelures sombres des minima dus à l'absorption, de prendre le spectre de transmission du cristal.

Les courbes obtenues montrent les variations des biréfringences de 0,470 à 1,9 μ, à la température de 20°. On voit qu'en allant du visible à l'infrarouge deux des biréfringences $N_g - N_p$ dans le plan XOZ et $N_g - N_m$ dans le plan XOY se rapprochent et deviennent égales pour la valeur 1,39 μ.

où le cristal est uniaxe ($N_m - N_p = 0$). Les deux axes optiques, d'abord situés dans le plan XOZ, se rapprochent et viennent se confondre pour s'écarter ensuite dans le plan XOY.

Les mesures, reprises à la température de 33°, donc au-delà du point de transition à 25°, ne montrent que très peu de différences avec les résultats précédents, sinon, que le point où le cristal est uniaxe est à 1,42 μ.



DISPERSION DES BIRÉFRINGENCES
DU SEL DE SEIGNETTE à 20°C

Notons que les valeurs des biréfringences pour la raie D : 0,00119, 0,00536, 0,00648 ne sont pas en accord avec celles qui résultent des mesures d'indices déjà anciennes, trouvées dans la littérature (³) soit respectivement 0,0019, 0,0035, 0,0054 en moyenne. Une mesure directe de biréfringence faite dans le visible sur un autre échantillon de sel de Seignette et que nous devons à MM. Lecomte et Curien, a entièrement confirmé nos valeurs. Compte tenu d'une part de la facilité relative des mesures de biréfringence qui sont des mesures différentielles et de la médiocre qualité optique du cristal, d'autre part, nous pensons qu'il y aurait lieu de revenir sur des mesures d'indices, assurément fort difficiles.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) A.-M. VERGNOUX, Communication au colloque d'Optique moléculaire de Bordeaux, mai 1956.

(2) M. P. BERNARD, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1012.

(3) LAVENIR, *Bull. Soc. Minér.*, **17**, 1894, p. 192.

EFFET RAMAN. — *Spectres Raman de l'eau dans quelques cristaux hydratés.*
Note (*) de Mme **ANNETTE WEIL-MARCHAND**, présentée par M. Jean Cabannes.

On expose les résultats obtenus sur la diffusion Raman de monocristaux de chlorure de magnésium et de bromate de zinc hexahydratés et de sulfate de béryllium quadrihydraté.

Pour ces deux derniers cristaux, les bandes larges observées à + 20°C se résolvent en raies plus fines vers — 100° C.

1° *Chlorure de magnésium hexahydraté.* — Le chlorure de magnésium hexahydraté appartient au groupe de symétrie $C_{2h}^3(C2/m)$ (1). Par couplage entre les deux molécules de la maille, chacune des vibrations fondamentales de la molécule d'eau ν_1, ν_2 et ν_3 doit donner une raie de type A_g et une raie de type B_g actives en diffusion.

L'étude du spectre Raman d'un monocristal taillé en parallélépipède rectangle dont les arêtes sont parallèles aux axes principaux de l'ellipsoïde des indices n'a pu être faite qu'incomplètement, tous les cristaux obtenus par évaporation d'une solution saturée étant mâclés.

En polarisant la lumière incidente, nous avons observé les raies dont les fréquences (en cm^{-1}) sont les suivantes : 1576, 1594, 3343 et 3518. Trois autres raies très faibles de fréquences : 3187, 3302 et 3384 ont été également repérées.

Les deux premières raies proviennent des vibrations de déformation ν_2 de l'eau, les suivantes des vibrations ν_1 et ν_3. Ces résultats étaient trop incomplets pour que nous tentions de localiser les atomes d'hydrogène dans la maille.

Ajoutons que G. S. Landsberg et F. S. Baryshanskaya (2) n'ont observé à la température ordinaire, qu'une bande s'étendant de 3350 à 3520 cm^{-1}. A la température de 100° K, cette bande se résout en raies de fréquences : 3340, 3385 et 3540 cm^{-1}. En comparant ces résultats avec les nôtres, il semble que certaines fréquences ne sont pas sensiblement modifiées par un abaissement de la température.

2. *Bromate de zinc hexahydraté.* — Les cristaux de bromate de zinc hexahydraté, qui appartiennent au groupe de symétrie T_h, se présentent sous forme d'octaèdres (3). Nous avons donc effectué les spectres de diffusion Raman en plaçant un octaèdre dans le cas $3a$ (4). Les règles de sélection montrent que le facteur de dépolarisation ρ et les intensités des raies sont les suivants

(notations de Placzek) :

Type	A_g.	E_g.	F_g.
$\rho = \frac{i}{I}$	$\frac{O}{\lambda_A} = 0$	$\frac{4\lambda_E}{2\lambda_E} = 2$	$\frac{\frac{2}{3}\lambda_F}{\frac{5}{3}\lambda_F} = \frac{2}{5}$

λ_A, λ_E et λ_F étant les carrés des coefficients des tenseurs de polarisabilité dérivé pour chaque type de raie.

A la température ordinaire, une bande floue et large de 120 cm^{-1} a été trouvée vers 3280 cm^{-1}. A la température de — 100° C, cette bande se résout en plusieurs raies dont la largeur est encore de 10 cm^{-1} et qui ont pour fréquences (en cm^{-1}) et pour type de symétrie : 3279(A_g), 3532(E_g) et 3210(F_g). D'après ces spectres, on a $\lambda_A > (5/3)\lambda_F > 4\lambda_E$.

Les molécules d'eau n'ayant plus aucun élément de symétrie propre, il est difficile de prévoir ce que deviennent leurs vibrations fondamentales et de calculer les intensités des raies qui résultent du couplage entre les quatre molécules de la maille. On ne peut donc vérifier l'orientation des molécules d'eau que laisse prévoir la structure.

3. *Sulfate de beryllium quadrihydraté.* — Le groupe de symétrie du sulfate de beryllium quadrihydraté est le groupe D_{2d}^{10} (V_d^{10} ou S_{4u}^{10}) ([5]). Chaque atome d'oxygène d'une molécule d'eau a, dans le cristal, la symétrie C_1. Par couplage entre les quatre molécules de la maille, les vibrations fondamentales ν_1, ν_2 et ν_3 de l'eau donnent naissance chacune à quatre raies de types A_1, B_1, B_2 et E.

Le spectre Raman a été obtenu en lumière incidente naturelle à + 20° C sur un parallélépipède rectangle OXYZ taillé : OZ désigne un axe parallèle à l'axe quaternaire, OX et OY sont des axes binaires. Les spectres présentent des bandes larges et floues ([6]) dont il est très difficile de repérer la fréquence avec précision ; il était impossible de déterminer le type de symétrie des raies.

Nous avons repris cette étude, en lumière incidente polarisée, en faisant les spectres à — 140° C. La largeur de la bande sur laquelle se dessinent plusieurs raies est encore de 200 cm^{-1}, ce qui nous a obligés à faire des enregistrements au microphotomètre pour déterminer avec précision les fréquences de celles-ci. Nous avons finalement repéré cinq raies de fréquences distinctes :

2 938 ± 3 cm^{-1} de type complexe $B_1 + B_2 + E$;
3 116 ± 3 cm^{-1} de type complexe $B_1 + B_2 + E$;
3 182 ± 3 cm^{-1} de type A_1 ;
3 233 ± 10 cm^{-1} de type A_1.

Aucune raie voisine de 1 600 cm^{-1}, provenant de la vibration de déformation de l'eau, n'a pu être décelée. Si une telle raie existe, elle doit avoir une intensité très faible. On peut attribuer les fréquences 3 182 et 2 938 cm^{-1} à la vibration de valence ν_1 et les fréquences 3 233 et 3 116 cm^{-1} à la vibration ν_3.

Il est difficile de comparer les différents coefficients des tenseurs de polarisabilité dérivé entre eux car les raies sont très floues, de même que pour tenter une étude de l'orientation des molécules d'eau.

Il y aurait intérêt à étudier le spectre Raman de ce cristal à la température de l'hydrogène liquide : on pourrait espérer une meilleure résolution des bandes en raies fines.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) K. R. Andress et J. Gundermann, *Z. Kristallog*, A 87, 1934, p. 345.

(2) Pamyati S. I. Vavilova, *Akad. Nauk. S.S.S.R.*, 1952, p. 147.

(3) S. H. Ju et C. A. Beevers, *Z. Kristallog.*, 95, 1936, p. 426.

(4) L. Couture et J. P. Mathieu, *Ann. Phys.*, 3, 1948, p. 528.

(5) C. A. Beevers et H. Lipson, *Z. Kristallog*, 82, 1932, p. 298.

(6) J.-P. Mathieu, *J. Chim, Phys.*, 50, 1953, C 79.

PHYSIQUE DES SOLIDES. — *Évolution thermique de la réfractivité spécifique des verres.* Note (*) de M. **Lucien Prod'homme**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'augmentation avec la température de la réfractivité spécifique des verres peut expliquer l'anomalie observée pour la plupart d'entre eux, d'une évolution thermique positive de leur indice de réfraction.

La relation de Lorentz et Lorenz indique que le coefficient thermique de l'indice de réfraction des corps est généralement négatif, puisque la densité diminue presque toujours avec la température. Certains verres de borates et de phosphates présentent en effet une telle variation négative, mais pour la grande majorité des verres, on observe au contraire jusqu'au domaine de transformation une augmentation régulière de l'indice de réfraction (1).

L'étude de la réfractivité spécifique d'une douzaine de verres très différents nous a permis de formuler une hypothèse expliquant cette apparente anomalie. Nous avons trouvé en effet pour tous les verres que la réfractivité spécifique

$$R_s = \frac{1}{\rho}\frac{n^2-1}{n^2+2}$$

n'est pas indépendante de la température : elle augmente régulièrement de quelques unités de la sixième décimale par degré C.

Cet écart à la loi de Lorentz et Lorenz, faible mais systématique, entraîne toujours une variation positive de l'indice de réfraction. Ainsi l'évolution thermique de l'indice de réfraction résulte de deux facteurs agissant en sens contraire.

a. La diminution de densité ρ tend à abaisser l'indice par écartement des atomes dans le réseau.

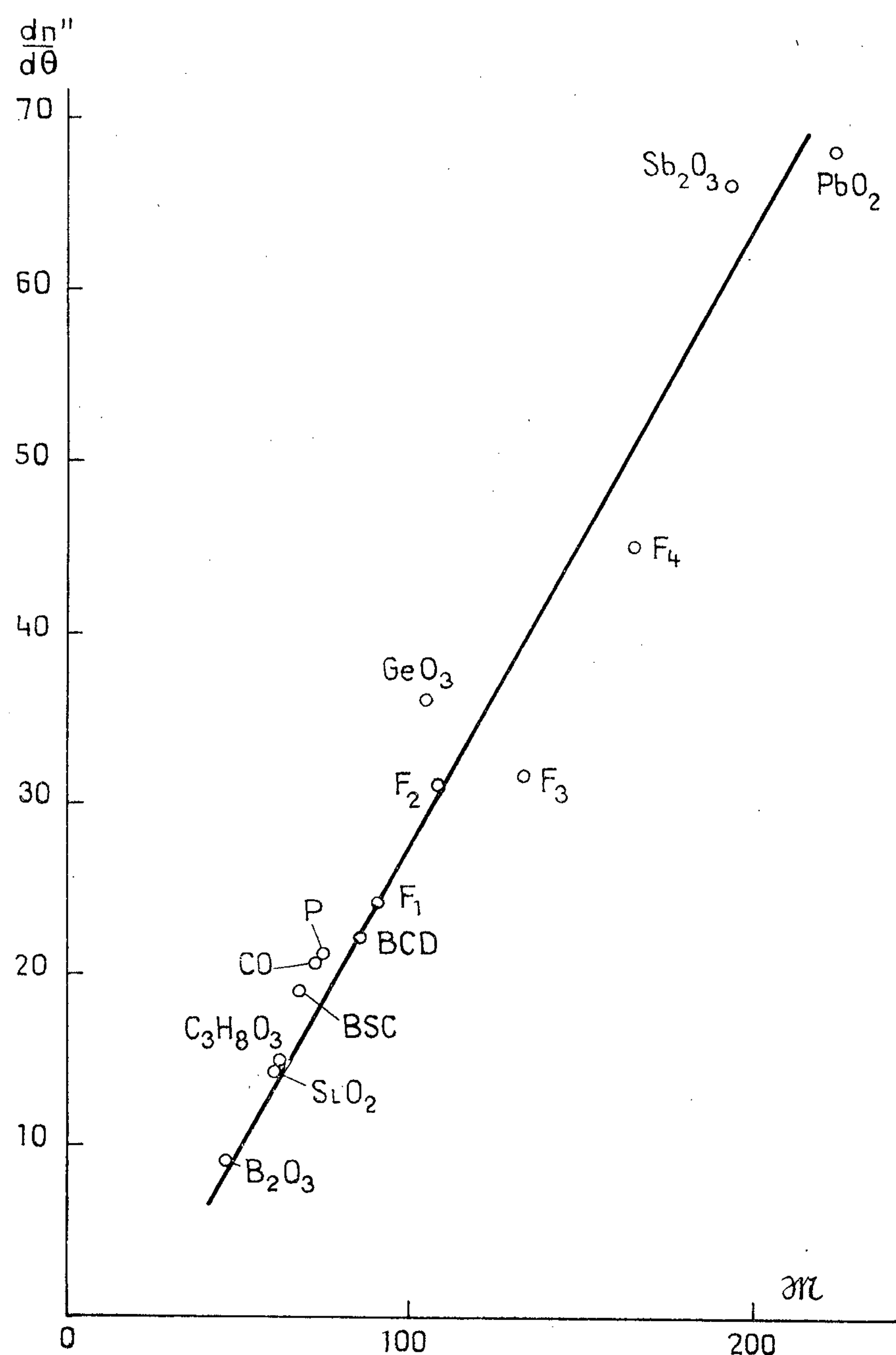
b. L'accroissement de la réfractivité spécifique R_s tend au contraire à

l'augmenter, en raison de la plus grande polarisabilité électronique des atomes au fur et à mesure que le verre approche de sa transformation.

Ce résultat peut être mis en évidence par la relation de Lorentz et Lorenz écrite sous la forme

$$n^2 = \frac{1 + 2\rho R_s}{1 - \rho R_s}.$$

Cette formule permet, en supposant R_s constant et égal à sa valeur à 20° de déterminer d'une part la variation $\Delta n'$ de l'indice de réfraction qui résulterait seulement de la dilatation, et d'autre part, d'évaluer par différence avec l'indice



Relation entre la masse moléculaire fictive $\mathfrak{M}$ des verres et le coefficient thermique de réfraction $dn''/d\theta$.

Les différents verres sont ainsi désignés : B_2O_3, verre d'anhydride borique; SiO_2, verre de silice; $C_3H_8O_3$, verre de glycérine; BSC, borosilicate crown; C, crown ordinaire; P verre de phosphate; BC, barycrown; F_1, F_2, F_3, F_4, flints de plus en plus denses; PbO_2, verre d'oxyde de plomb; GeO_2, verre d'oxyde de germanium; Sb_2O_3, verre d'oxyde d'antimoine.

vrai n_θ, mesuré à la température θ, l'écart $\Delta n''$ qui correspondrait uniquement à l'influence de l'évolution thermique de la réfractivité spécifique.

L'étude des différentes fonctions $\Delta n'' = f(\theta)$ relatives à chacun des verres examinés a montré : *a.* que leur aspect était pratiquement linéaire ; *b.* que la pente des droites ainsi obtenues augmentait assez régulièrement avec la masse $\mathcal{M}$ du volume de verre contenant en moyenne 1 mol-g d'oxygène, c'est-à-dire ce qu'on pourrait appeler la masse moléculaire fictive d'un verre d'oxyde (*voir* la courbe sur la figure).

Ainsi la relation de Lorentz et Lorenz paraît d'autant moins vérifiée qu'un verre contient davantage d'atomes lourds susceptibles d'une grande variation thermique de leur polarisation électronique. Ce phénomène, souvent prédominant, peut facilement masquer les effets habituels de l'expansion thermique constatés pour les liquides et les cristaux.

Le coefficient thermique de l'indice de réfraction $dn/d\theta$ peut donc être considéré comme la somme de deux variations $(dn'/d\theta) + (dn''/d\theta)$ qui sont de signes opposés. Il est positif ou négatif selon l'importance relative de l'un de ces deux termes : ainsi la silice vitreuse et le flint extra-dense peuvent présenter le même coefficient thermique d'indice de réfraction, mais la silice doit sa valeur élevée à une faible dilatation, tandis que le flint la doit à la grande polarisabilité de l'atome de plomb. Enfin, ce coefficient ne peut être négatif que pour des verres dont la dilatation est grande, tels les verres de phosphates, ou bien pour des verres dont le formateur est un élément léger comme le bore ou le carbone.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

(1) L. Prod'homme, *Verres et Réfractaires*, n° 5, 1956, p. 267.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Mise en évidence d'un isotope nouveau de sélénium déficient en neutrons.* Note (*) de M^lle **Jacqueline Beydon**, M^mes **Henriette Faraggi**, **Irène Gratot** et **Marguerite Le Pape**, présentée par M. Francis Perrin.

Dans la transmutation du cuivre par l'azote, nous avons pu constater la formation d'un nouvel isotope léger du sélénium, de période 5 ± 2 mn, émetteur β, présentant une raie γ vers 160 keV dont la masse est sans doute 71, la masse 69 n'étant toutefois pas exclue.

Les transmutations provoquées par des ions lourds (azote, oxygène, etc.) sur des éléments moyens (cobalt, nickel, cuivre, etc.) conduisent à un noyau composé résultant de l'addition d'un nombre égal de protons et de neutrons à un noyau situé dans une région où la stabilité requiert un excès de neutrons; il y a donc là un procédé pour former des noyaux ayant un défaut de neutrons important, difficiles à obtenir autrement, sauf peut-être par les réactions de spallation à grande énergie.

En étudiant la réaction cuivre + oxygène ([1]) nous avons formé ainsi un isotope nouveau du rubidium ([2]) et il nous a paru intéressant de rechercher si d'autres isotopes légers ne pouvaient pas être mis en évidence dans la même région.

Dans les transmutations du cuivre par l'azote ou l'oxygène ([1]), divers isotopes de l'arsenic (70, 71, 72) et du sélénium (70, 72, 73) sont formés avec un rendement relativement important. L'isotope 71 du sélénium n'est pas connu. Nous avons cherché, par des méthodes chimiques plus rapides que dans le premier travail, à voir si un sélénium, de période plus courte, n'était pas également formé dans cette réaction, le nombre de masse de ce sélénium pouvant être, soit la masse 71 manquante, soit un nombre inférieur à 70.

Méthode expérimentale. — Nous avons utilisé le faisceau intérieur d'ions azote six fois chargés fourni par le cyclotron de Saclay au bombardement de Cu et Ni. Pour faciliter les traitements chimiques, ces cibles étaient constituées par des poudres de CO_3Cu ou de CO_3Ni enfermées dans des sachets de cuivre (1 mg/cm²). Les irradiations étaient de l'ordre de 15 mn. L'extraction chimique du sélénium formé était obtenue en précipitant Se en solution ClH 10 N par une solution chlorhydrique de bisulfite en présence d'entraîneur As, Ge, Se. Les sources ainsi obtenues étaient placées entre un compteur Geiger-Müller et un cristal de NaI (Tl). On mesurait ainsi simultanément la décroissance β et l'évolution au cours du temps des raies γ émises par les échantillons.

Résultats. — Les courbes de décroissance β (*fig.* 1) des séléniums ainsi isolés montrent trois périodes : 5 ± 2 mn, 44 mn (sélénium 70) et quelques heures (séléniun 73). Dans le spectre γ (*fig.* 2 et 3) on observe les raies du ^{73}Se (7 h) à 67 keV et à 360 keV, une raie à 160 ± 10 keV décroissant avec une période de 5 ± 2 mn, ainsi qu'une raie très faible à 180 keV (sans doute ^{71}As). Aucun isotope connu du sélénium, de masse inférieure à 79, n'ayant de période de l'ordre de 5 mn ni de raie γ à 160 keV présentant cette période, ces caractères peuvent être attribués à un isotope nouveau dont la masse est soit 71, soit < 70.

Les contrôles suivants nous permettent d'affirmer qu'il s'agit bien ici d'un isotope du sélénium :

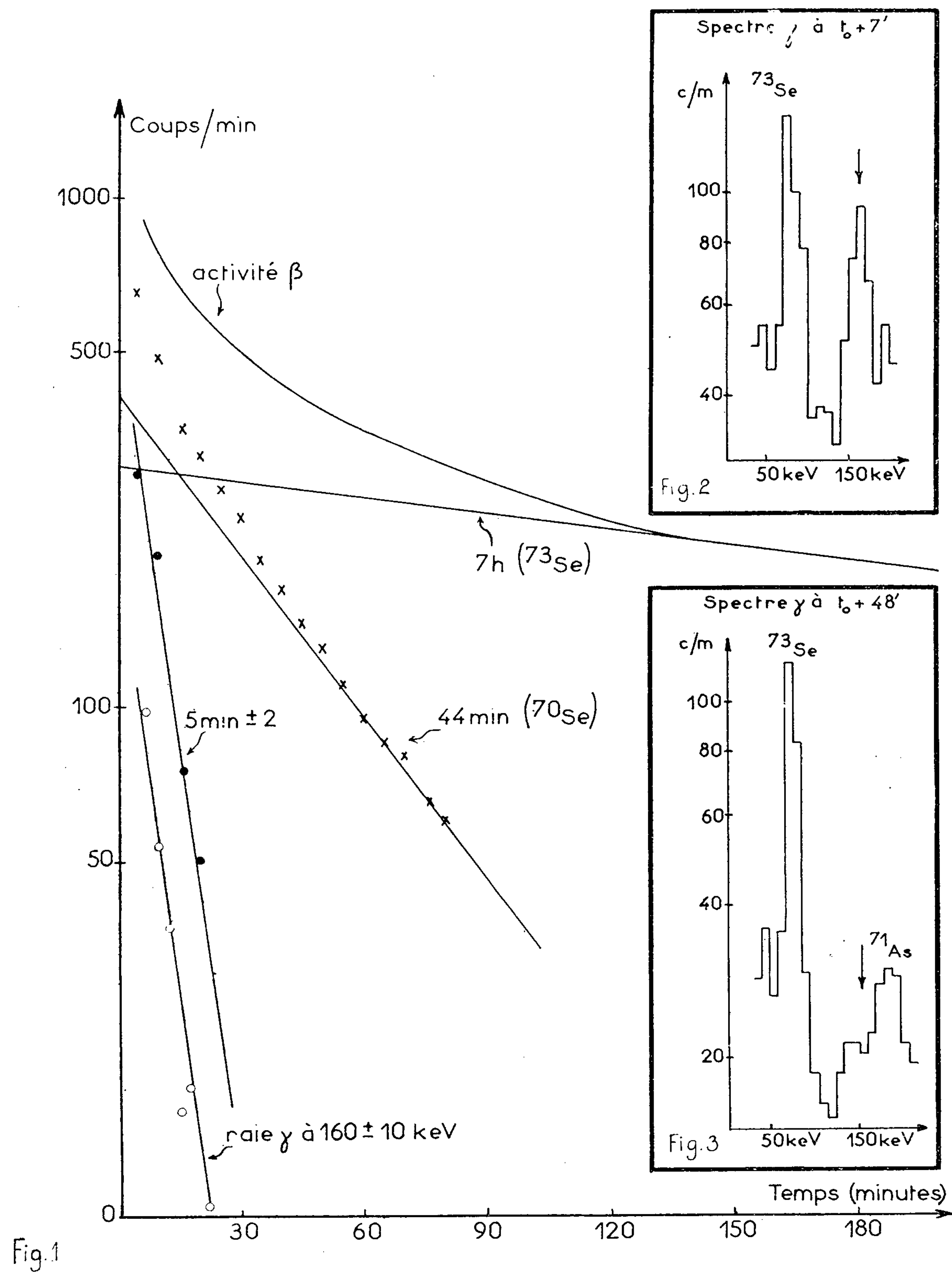
a. nous avons purifié la source de sélénium en dissolvant celui-ci par l'eau de brome et en le reprécipitant en présence d'entraîneur. L'activité se retrouve avec le sélénium;

b. cette activité peut être due à l'entraînement d'un autre élément formé en grande abondance tel que le brome ou l'arsenic. Nous avons procédé à des extractions rapides d'arsenic et de brome après des irradiations identiques aux précédentes, sans observer la période ni la raie correspondantes. L'arsenic 71 (60 h, raie γ à 180 keV) est formé avec une très grande abondance mais ^{69}As (15 mn) ne semble pas présent;

c. nous avons contrôlé, en irradiant CO_3Li_2 enveloppé dans un sachet d'aluminium (pour éviter le recul dû au sachet de cuivre) que l'activité observée

n'était pas due à une contamination par les produits de réaction du carbone et de l'oxygène.

Discussion. — La masse la plus probable de cet isotope du sélénium se trouve être 71 ou 69. S'il s'agit du ^{69}Se, il doit donner par filiation ^{69}As (15 mn)



et ^{69}Ge (40 h). ^{71}Se donnerait ^{71}As (60 h) et ^{71}Ge (11,3 j). L'activité spécifique des cibles était trop faible, compte tenu du rapport des périodes, pour observer d'une manière certaine la croissance de ^{71}As ou de ^{69}Ge dans les fractions sélénium extraites. ^{71}As est en effet un élément abondant dans la réaction et un

entraînement minime d'arsenic dans la chimie suffirait à expliquer la présence d'une raie γ à 180 keV dans les sources de sélénium; toutefois cette raie se retrouve également dans le spectre de la source de Se purifié.

Par ailleurs, les transitions β correspondant aux deux radioactivités possibles $^{69}Se \rightarrow {}^{69}As$ et $^{71}Se \rightarrow {}^{71}As$ mettent en jeu des nucléons situés dans la même couche et ne conduisent pas aux états fondamentaux, ce qui empêche de trancher entre les deux nombres de masse par des arguments liés à la systématique.

En faveur de la masse 71, il est possible d'avancer les arguments qualitatifs suivants : dans la réaction cuivre-azote, la masse 71 a un rendement élevé, sous forme d'arsenic. Par contre, la masse 69, sous forme d'arsenic ou de germanium, ne semble pas être formée avec abondance. (Cet argument n'est pas applicable à la réaction nickel-azote.) S'il s'agit du sélénium 69, l'arsenic 69 devrait se former au cours de l'irradiation et être observé dans l'arsenic extrait ce qui ne semble pas être le cas.

Enfin, un argument de logique formelle nous fait envisager comme plus vraisemblable de former l'élément le moins déficient en neutrons (l'isotope 71) et écarter les masses inférieures à 69 (sans être très probant contre la masse 69).

Conclusion. — Il nous paraît en conclusion légitime de dire que nous avons mis en évidence un isotope léger du sélénium, de période 5 mn, émetteur β, présentant une raie γ vers 160 keV dont la masse est vraisemblablement 71, la masse 69 n'étant cependant pas exclue.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) J. Beydon, R. Chaminade, M. Crut, H. Faraggi, J. Olkowsky et A. Papineau, *Etude de la transmutation du cuivre par l'azote et l'oxygène* (*Nucl. Phys.*, 2, 1956-1957, p. 593-618).

(2) R. Chaminade, M. Cros, I. Gratot et M. Le Pape, *Mise en évidence d'un isotope léger du rubidium* (*Nucl. Phys.*, 2, 1956-1957, p. 634-639).

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *Interactions nucléaires des mésons μ sous le sol. Variation du flux de protons et de mésons π avec la profondeur.* Note (*) de M. **Louis Avan** et Mme **Madeleine Avan**, présentée par M. Louis Leprince-Ringuet.

Les étoiles enregistrées dans les émulsions nucléaires exposées sous le sol peuvent être dues :

1° Aux interactions nucléaires des mésons μ qui constituent la composante pénétrante du rayonnement cosmique aux grandes profondeurs [intensité I_μ et distribution angulaire définies dans (1)].

2° Aux interactions nucléaires induites par les composantes photonique,

mésonique (π) et nucléonique en équilibre avec les mésons μ relativistes suivant les proportions α_γ, α_π, α_N.

Nous avons observé au total, pour les deux profondeurs $h_1 = -300$ m d'eau et $h_2 = -580$ m d'eau, 16 étoiles (soit 9 à primaire chargé et 7 à primaire neutre) pour environ 200 000 mésons μ incidents d'énergie moyenne voisine de 120 BeV et de longueur totale $L_\mu = (1950 \pm 40)$ mètres (cette longueur est déduite par extrapolation de mesures faites sur 2 500 particules).

La fréquence des désintégrations nucléaires dues aux mésons μ, aux photons, aux mésons π et aux nucléons correspond à une section efficace totale

$$\Sigma \alpha_i \sigma_i = \sigma_\mu + \alpha_\gamma \sigma_\gamma + \alpha_\pi \sigma_\pi + \alpha_N \sigma_N = (34 \pm 9) \ \mu\text{barns/nucléon}.$$

La contribution des photons à la génération des étoiles à primaire neutre peut se déduire du pourcentage de photons d'énergie supérieure à 150 MeV, indiqué dans la Note précédente [2] (en ordre de grandeur : 0,8 et 1,6 % respectivement aux profondeurs h_1 et h_2) et de la section efficace σ_γ récemment déterminée par E. P. George (faisceau de photons de 315 MeV du synchrotron de l'Université de Cornell) soit $\sigma_\gamma = 130$ μbarns [3], on obtient $\alpha_\gamma \sigma_\gamma \sim 1{,}5$ μbarns.

Les données théoriques [4] sur les interactions électromagnétiques des mésons μ sous terre et sur les photodésintégrations donneraient comme ordre de grandeur : $\alpha_\gamma \sigma_\gamma \sim 4$ μbarns.

L'interprétation de George et Evans [5] attribuant aux mésons μ les étoiles à primaire chargé du type « 1 *p* » conduirait dans notre cas — pour quatre étoiles « 1 *p* » — à une section efficace σ_μ voisine de 8,5 μ barns/nucléon.

La loi de variation avec la profondeur h (dans des émulsions exposées dans des conditions absolument identiques) du flux de protons secondaires isolés et de mésons π isolés — considérés comme conséquences d'interactions créées directement ou indirectement par les mésons μ — permet d'étudier indépendamment la variation de σ_μ en fonction de h.

Posons

$$F_p = \frac{\text{Nombre de protons isolés}}{\text{Nombre de mésons } \mu \text{ relativistes}},$$

$$F_\pi = \frac{\text{Nombre de mésons } \pi \text{ isolés}}{\text{Nombre de mésons } \mu \text{ relativistes}}.$$

Nous avons retenu les protons et les mésons π d'ionisation I supérieure à 1,5 fois la valeur minimum I_0. La longueur minimum imposée est $L = 1000\ \mu$ (sauf dans le cas de mésons π reconnus par désintégration $\pi - \mu - e$).

Les particules secondaires sont identifiées par les méthodes d'ionisation — parcours résiduel — diffusion coulombienne multiple. La présence d'électrons, de mésons π et de protons relativistes non discernables par rapport à la composante pénétrante affecte l'estimation du flux de mésons μ relativistes d'une erreur inférieure à 5 % (on peut définir une limite supérieure de la proportion de mésons π et de protons relativistes en leur attribuant toutes les

étoiles à primaire chargé enregistrées sous terre : 9. Dans le cas des mésons π par exemple, le libre parcours défini par Morrish ([6]) pour la création d'étoiles comportant au moins trois branches, par des mésons π de 200 MeV : $\lambda = 115$ cm, conduirait dans cette hypothèse à $\alpha_\pi < 0,5$ %, compte tenu de la longueur totale de particules relativistes).

Le tableau suivant résume nos résultats :

Niveau.	Nombre de protons isolés ($I > 1,5\, I_0$) (N_p).	Nombre de mésons π isolés ($I > 1,5\, I_0$) (N_π).	F_p.	F_π.
$h_1 = -$ 300 m d'eau......	95	32	80.10^{-5}	27.10^{-5}
$h_2 = -$ 580 m »	64	24	115 »	43 »
$h_3 = -$ 1280 m »	20	8	125 »	49 »

Les rapports des fréquences relatives sont donc :

$$(1^\circ)\quad \left\{ \begin{aligned} \frac{(F_p)_{h_2}}{(F_p)_{h_1}} &= 1,45 \pm 0,32, \\ \frac{(F_\pi)_{h_2}}{(F_\pi)_{h_1}} &= 1,59 \pm 0,60. \end{aligned} \right.$$

(Nous admettons des fluctuations en $\sqrt{N}$ sur N_p et N_π.)

$$(2^\circ)\quad \left\{ \begin{aligned} \frac{(F_p)_{h_3}}{(F_p)_{h_1}} &= 1,56 \pm 0,46, \\ \frac{(F_\pi)_{h_3}}{(F_\pi)_{h_1}} &= 1,81 \pm 1,00. \end{aligned} \right.$$

Il est intéressant de comparer ces rapports avec les rapports des sections efficaces σ_μ théoriques, déduites de la théorie photonucléaire de Williams-Weizsäcker ([7]) (loi de variation en $\{\mathrm{Log}(E/m_\mu c^2)\}^2$) : compte tenu de la contribution des mésons π réels et virtuels à la formation des étoiles de mésons μ.

$$\frac{\sigma_{h_2}}{\sigma_{h_1}} = 1,20, \qquad \frac{\sigma_{h_3}}{\sigma_{h_1}} = 1,45.$$

En réalité, et bien que nous n'ayons pas décelé une croissance de la multiplicité moyenne des secondaires d'étoiles, ni de modification sensible du spectre d'énergie des protons ou des mésons π avec h, la multiplicité et l'énergie moyenne des protons et des mésons π créés sous terre sont susceptibles de croître légèrement avec l'énergie moyenne des mésons μ, et de déterminer, indépendamment de σ_μ, une variation des fréquences relatives F_p et F_π.

Les rapports $(F_{p,\pi})_{h_2,h_3}/(F_{p,\pi})_{h_1}$ définiraient donc plutôt une limite supérieure de la loi de variation de la section efficace σ_μ.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) L. et M. Avan, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1122.

(2) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 450.

(3) E. P. George, *Proc. Phys. Soc.* A., 69, 1956, p. 110.

(4) S. Hayakawa, *Phys. Rev.*, 84, 1951, p. 37.

(5) E. P. George et Y. Evans, *Proc. Phys. Soc.*, A, 63, 1951, p. 1248; 64, 1951, p. 193.

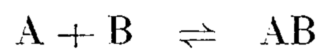
(6) A. H. Morrish, *Phil. Mag.*, 45, 1954, p. 47.

(7) C. V. Weizsäcker et E. J. Williams, *Z. Phys.*, 88, 1934, p. 612.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Détermination des énergies d'association par l'étude des spectres électroniques d'absorption dans les solvants mixtes.* Note (*) de M. **Louis Bellon**, présentée par M. Paul Pascal.

La méthode généralement utilisée est la méthode de Hildebrand et Benesi (1). Dans cette méthode l'énergie d'association d'un soluté B avec un solvant actif A se déduit de l'étude des spectres de B dans des solvants mixtes A, S; S étant un solvant inerte.

L'enthalpie libre ΔG et l'enthalpie ΔH de la réaction



$$A + B \rightleftharpoons AB$$

se calculent à partir de la constante K de cet équilibre. Pour les solutions de non-électrolytes on remplace habituellement les activités par les fractions molaires dans l'expression de K, ce qui revient à admettre

$$(a) \qquad \frac{\gamma_{AB}}{\gamma_A \gamma_B} = 1$$

pour le calcul de ΔG, les γ représentant les coefficients d'activité dans le système symétrique de référence.

$$(b) \qquad \text{pour le calcul de } \Delta H \quad \frac{\partial}{\partial T} \log \frac{\gamma_{AB}}{\gamma_A \gamma_B} = 0$$

L'étude des solutions étendues montre que cette approximation conduit à des erreurs qui ne sont pas toujours négligeables (surtout lorsqu'il s'agit des réactions d'association moléculaires).

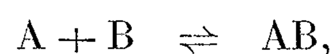
D'autre part l'enthalpie ΔH ainsi déterminée en phase liquide a une signification très différente de l'enthalpie d'association déterminée en phase vapeur.

C'est pourquoi nous proposons une autre méthode d'interprétation des spectres dans les solvants mixtes, applicable dans les cas suivants :

1° Les molécules A, B, S sont de dimensions et de formes suffisamment voisines pour qu'on puisse admettre que dans les solutions (A, B, S) chaque molécule soit entourée du même nombre z de premières voisines;

2° Les conditions expérimentales sont telles que la seule association à envi-

sager est l'association

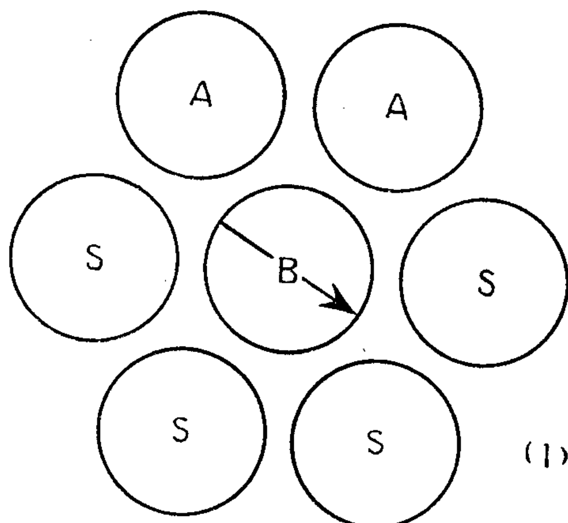


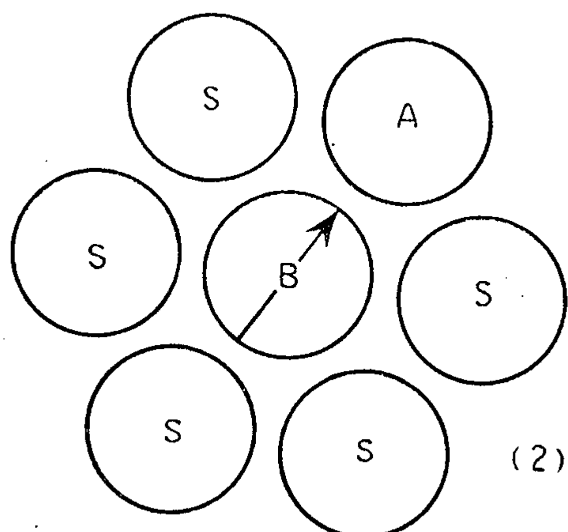
$$A + B \rightleftharpoons AB,$$

à l'exclusion de toutes réactions d'association du type

$$A + A \rightleftharpoons A_2, \quad A + S \rightleftharpoons AS \text{ ou } B + B \rightleftharpoons B_2, \quad \ldots.$$

Dans une solution ternaire (A, B, S), x_B étant toujours beaucoup plus petit que un (de l'ordre de 10^{-4}) chaque molécule B est située dans une cage formée uniquement de molécules A et S. La probabilité d'existence de cages contenant deux molécules B étant négligeable.





Nous supposerons que l'énergie potentielle de la molécule B se sépare en deux termes

$$E = E'(x, y, z) + E''(\theta, \varphi),$$

x, y, z, coordonnées de gravité de la molécule; Θ, φ, paramètres fixant la direction de son moment dipolaire. Nous généraliserons la théorie du « smoothed potentiel » en admettant que $E'(x, y, z) = \text{const.}$ ce qui revient à dire que l'énergie potentielle de la molécule B à l'intérieur de sa cage dépend uniquement de son orientation. Cette énergie E'' qui n'est qu'une fraction de l'énergie totale d'interaction doit jouer un rôle important dans l'étude de l'état liquide; suivant que ses variations en fonction de Θ et φ seront beaucoup plus

petites ou beaucoup plus grandes que kT [1] il y aura liberté de rotation pour B ou au contraire association. Considérons une molécule B placée à l'intérieur d'une cage formée de molécules A et S (*fig.* 2).

Nous désignerons par $\Delta E''$ l'énergie à fournir à cette molécule B pour l'amener d'une position (1) à la position (2), c'est-à-dire pour la faire passer d'un état voisin de celui d'une molécule B dissoute dans S pur [2], à un état voisin de celui d'une molécule B dissoute dans A pur; c'est-à-dire pratiquement associée à A.

Dans une solution de B dans un solvant mixte (A, S) le rapport des fractions molaires des molécules B associées à A : x_{AB}, à celui des molécules non associées : $x_{B(S)}$ vérifie la relation

$$\frac{x_{AB}}{x_{B(S)}} = \frac{x_A^\star}{x_S^\star}\frac{1}{z}e^{-\frac{\Delta E''}{kT}}.$$

Le rapport $(x_{AB})/(x_{B(S)})$ est déterminé à partir des spectres ultraviolets par une méthode graphique qui sera exposée ultérieurement.

$x_A^\star$ et $x_S^\star$ sont les fractions molaires de A et S du voisinage immédiat de B.

L'expérience montre que $(x_A^\star)/(x_S^\star) > (x_A)/(x_S)$, on a posé

$$\frac{x_A^\star}{x_S^\star} = \frac{x_A}{x_S}e^{-\frac{\Delta E''}{kT}},$$

ce qui conduit à

$$\frac{x^{AB}}{x_{B(S)}} = \frac{x_A}{x_S}\frac{1}{z}e^{-\frac{2\Delta E''}{kT}}.$$

Dans le cas de l'association par liaison —O—H....O, nous avons obtenu les résultats suivants pour — $\Delta E''$, en kcal-mole⁻¹.

A.......... B.	Dioxane.	Oxyde isopropyle.	Iso-propanol.	Cyclo-hexanol.	
Acide benzoïque	2,25	2,25	2,66	2,62	
p-chlorophénol	2,30	2,36	2,40	2,37	
p-crésol	2,13	2,18	2,0	2,26	
o-chlorophénol	1,65	-	1,76	-	
Hydroquinone	2,30	2,20	2,27	2,20	pour le complexe 1-1
Résorcine	2,05	1,98	1,97	2,13	pour le complexe 1-1

Le solvant inerte S est dans tous les cas le cyclohexane. L'ensemble des résultats obtenus sur l'association moléculaire fera l'objet d'une publication ultérieure.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) k, constante de Boltzmann.

(2) Nous désignerons cet état par la notation B(s).

(4) *J. Amer. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 2704.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude calorimétrique de la décomposition thermique du monohydrate d'alumine.* Note de M. **Max Michel**, présentée par M. Paul Pascal.

Nous avons déterminé antérieurement ([1]) la chaleur de déshydratation des trihydrates d'alumine, hydrargillite et bayerite, en utilisant à cet effet un microcalorimètre E. Calvet, adapté à l'emploi des moyennes températures, et effectué la déshydratation à 210 et 230° C.

Dans le présent travail nous avons étudié le fonctionnement du même appareil dans un domaine de température notablement plus élevé et nous avons choisi pour celà de déterminer la chaleur absorbée par la déshydratation de la boehmite Al_2O_3, H_2O, déshydratation qui se produit au-dessus de 500 C°.

Le mode opératoire comportait toujours, après l'introduction de la prise d'essai dans le tube-laboratoire en quartz du calorimètre, la stabilisation de l'appareil à une température un peu inférieure à celle de la décomposition commençante, puis, sans modifier cette température, sa mise sous vide poussé (10^{-2} mm de Hg), ce qui déclenchait immédiatement la déshydratation.

Nous avons opéré sur deux échantillons de boehmite provenant des laboratoires de la Compagnie Péchiney.

Tous deux étaient des produits très fins (microcristaux lamellaires dont la plus grande dimension était de l'ordre du micron) qui avaient été préparés par chauffage d'une hydrargillite très fine en autoclave à 180°, en présence d'eau.

La prise d'essai (environ 200 mg) étant introduite dans la cellule-laboratoire du microcalorimètre, on stabilisait à 500° C la température de ce dernier et l'on mettait l'appareil sous vide comme indiqué plus haut. Sur le circuit du vide on avait disposé des tubes absorbeurs à P_2O_5 dont l'augmentation de poids indiquait la quantité d'eau libérée au cours de la déshydratation. L'expérience était arrêtée dès que cette augmentation devenait nulle, ce qui demandait environ 6 h.

On étudiait alors la courbe enregistrée qui présentait un renflement endothermique important représentant la chaleur absorbée par la déshydratation. Le planimétrage de cette courbe permettait d'évaluer cette quantité de chaleur. Plusieurs essais ont été effectués sur chaque échantillon en suivant cette technique. Les résultats étaient d'une concordance satisfaisante. En les exprimant en kilocalories par molécule d'eau enlevée et en les ramenant aux conditions normales de température et de pression, ils ont été en moyenne de — 20,3 kcal pour le premier échantillon et de — 20,5 pour le second.

La chaleur de déshydratation de la boehmite serait donc voisine de 17 kcal/mole, la décomposition thermique étant effectuée à 500° et conduisant à un état final caractérisé par la présence à peu près exclusive d'alumine de transition γ ([2]).

([1]) M. Michel, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 73.

([2]) R. Tertian et D. Papée, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1575.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude, par diffraction électronique, de la nitruration du nickel.* Note (*) de M. **Jean-Jacques Trillat**, M^mes **Léa Tertian** et **Christiane Lecomte**, présentée par M. Georges Chaudron.

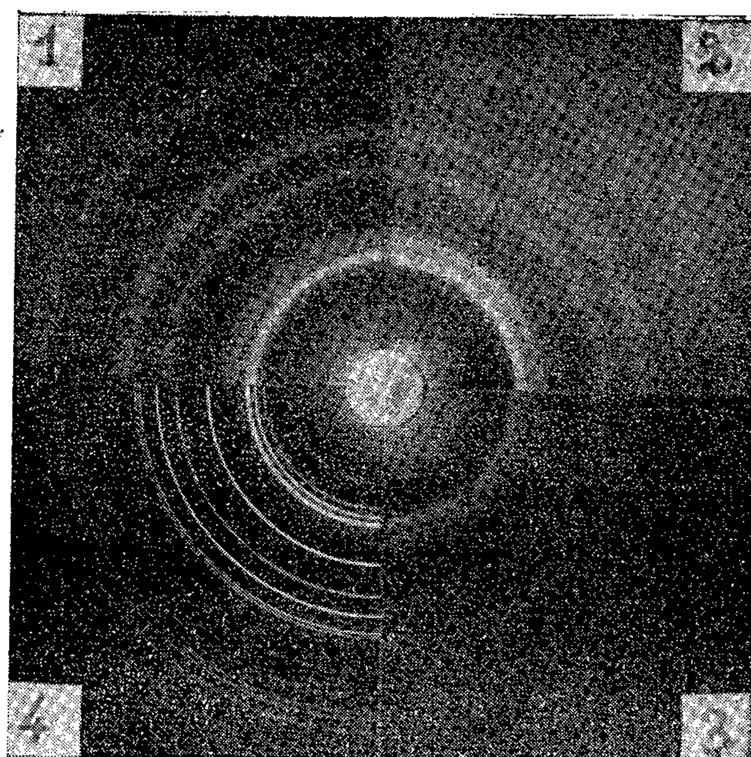
Des expériences ont été effectuées en faisant agir, à des températures différentes, du gaz ammoniac sur des films minces de nickel. A basse température (150-200°C), l'azote s'insère dans le réseau cubique à faces centrées du nickel en dilatant simplement sa maille; au-dessus de 200°C, le réseau devient hexagonal compact et correspond vraisemblablement à la formation d'un nitrure de nickel.

Dans une Note antérieure ([1]), nous avons montré que, sous l'influence d'un bombardement par les ions azote et oxygène de l'air, le nickel de réseau cubique à faces centrées se transforme en une variété à réseau hexagonal. Cette variété chauffée dans le vide, redonne rapidement le nickel cubique ordinaire.

A la suite d'une remarque de H. P. Rooksby, nous avons été amenés à entreprendre d'autres expériences qui nous conduisent à la conclusion que la forme hexagonale observée serait due en réalité à la formation d'une solution solide d'insertion de formule approximative Ni_3N, dont K. H. Jack ([2]) et R. Bernier et A. Michel ([3]) ont signalé l'existence. Dans ces expériences, nous avons utilisé le procédé consistant à faire passer un courant de gaz ammoniac sur une préparation de Ni cubique à faces centrées obtenue par évaporation thermique sous vide et déposée sur une membrane de parlodion (*fig.* 1). Le film très mince de nickel, destiné à l'examen par diffraction électronique, est placé dans un four à température contrôlée; après balayage soigné par l'ammoniac, la préparation est maintenue des temps variables (de 15 mn à 4 h) dans le courant gazeux à des températures comprises entre 150 et 500°C. Après refroidissement, elle est examinée en diffraction électronique par la méthode de transmission.

Pour des températures comprises entre 200 et 500° C, on constate toujours l'apparition du réseau hexagonal précédemment décrit ($a = 2{,}66$ Å, $c/a = 1{,}63$) dont les paramètres sont identiques à ceux indiqués par R. Bernier ([3]) et Le Clerc et A. Michel ([4]) pour le nitrure Ni_3N; de plus, apparaissent quelques anneaux de diffraction dont il nous a été impossible jusqu'ici de déterminer l'origine (*fig.* 4).

Pour des températures inférieures à 200° C, on observe encore à 175° C la formation du réseau hexagonal, accompagné cette fois d'anneaux correspondant à un réseau cubique à faces centrées de maille $a = 3{,}72$ Å (*fig.* 3), donc nettement supérieure à celle du nickel ordinaire ($a = 3{,}52$ Å) (*fig.* 1). A 150° C, le réseau hexagonal n'apparaît plus, mais on obtient seulement le diagramme d'un réseau cubique à faces centrées de maille intermédiaire $a = 3{,}62$ Å (*fig.* 2).



Il est donc vraisemblable que l'azote provenant du craquage de l'ammoniac pénètre progressivement par diffusion dans la maille du nickel, en provoquant une dilatation de la maille cubique jusqu'à une valeur limite ($a = 3{,}72$ Å) pour laquelle l'arrangement hexagonal apparaît. Il n'est pas impossible — mais cela reste à vérifier — qu'on atteigne ainsi une structure du type NaCl en formant NiN par un mécanisme analogue à celui qui préside à la formation de PdH.

La nitruration débute donc par une solution solide d'insertion d'azote dans le nickel qui provoque une augmentation du paramètre; la saturation se produisant, les atomes de nickel se regroupent en un assemblage hexagonal compact. Il convient en effet de remarquer que c'est justement pour cette valeur limite de $a = 3{,}72$ Å que $d_{(111)}$ (phase cubique) $= d_{(002)}$ (phase hexagonale), comme cela se produit lorsqu'un même élément peut prendre indifféremment la structure cubique à faces centrées ou hexagonale compacte.

Des expériences effectuées cette fois par chauffage de films minces de nickel dans un courant d'azote pur ne montrent pas la présence du nitrure; ceci peut être attribué au fait que l'azote sous cette forme est beaucoup moins actif que lorsqu'il provient du craquage de l'ammoniac.

Nous avons enfin cherché à contrôler nos précédentes recherches concer-

nant l'évolution thermique du composé hexagonal. En chauffant progressivement dans le vide du diffractographe (3.10^{-4} mm) les différentes préparations obtenues par action de NH_3, on constate que le composé hexagonal redonne le nickel cubique ordinaire ($a = 3{,}52$ Å) et un peu d'oxyde NiO. Le nickel à maille cubique dilatée ($a = 3{,}72$ Å) se transforme d'abord en le composé hexagonal, puis celui-ci se détruit en donnant le Ni cubique à faces centrées ordinaire; par chauffage, les atomes d'azote déjà insérés sous forme d'une solution solide provoquent un changement dans l'organisation des atomes de nickel qui adoptent une répartition hexagonale compacte, permettant un pourcentage d'azote inséré plus important. Il y a donc d'abord nitruration du nickel dans le système cubique à faces centrées avant passage en la phase hexagonale, qui admet à la limite un atome d'azote pour trois atomes de nickel.

Ces résultats ont été vérifiés également par des enregistrements continus obtenus par la méthode que nous avons décrite antérieurement ([5]).

(*) Séance du 21 janvier 1957.

([1]) J.-J. TRILLAT, L. TERTIAN et N. TERAO, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 666.

([2]) *Acta Cryst.*, **3**, 1950, p. 392.

([3]) R. BERNIER, *Ann. Chim.*, [12], **6**, 1951, p. 104; *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 373; *Bull. Soc. Chim. Fr.*, **16**, 1949, p. 199.

([4]) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1583.

([5]) J.-J. TRILLAT et N. TAKAHASHI, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 790; *Acta Cryst.*, **7**, 1954, p. 15.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à l'étude de l'onctuosité et de la constante diélectrique de lubrifiants en présence d'anhydride sulfureux* (SO_2) *en fonction de la pression.* Note (*) de MM. **GRÉGOIRE VOLOVICK** et **FLAVIEN LAZARRE**, transmise par M. René Thiry.

Étude des variations de l'onctuosité $\varphi(F - f)/F$ et de la constante diélectrique des lubrifiants en présence d'un milieu gazeux constitué par l'anhydride sulfureux (SO_2) en fonction du temps à différentes pressions.

Dans le présent travail sur la variation de l'onctuosité des huiles de graissage pour les machines frigorifiques ([1]), ([2]), ([3]), ([4]), ([5]), ([6]), ([7]), nous avons étudié comment varie cette onctuosité φ à différentes pressions p du gaz frigorigène anhydride sulfureux (SO_2). L'un des facteurs agissant sur l'onctuosité étant le moment électrique du lubrifiant qui baigne les pièces mobiles, nous avons essayé de voir comment varie le pouvoir inducteur spécifique du couple huile + gaz frigorigène.

Les mesures des constantes diélectriques du couple huile + gaz frigorigène ont été faites à 25° C par la méthode de pont en courant alternatif décrite dans une Note précédente ([5]), mais à une fréquence de 1 Mc.

Les résultats sont donnés dans les tableaux ci-dessous pour différentes pressions de SO^2.

		Constantes diélectriques.			Onctuosité.			
					Huile naphténique.		Huile paraffinique.	
Pression (mmHg).	Temps (h).	Huile Irak $+ SO_2$.	Huile naphténique $+ SO_2$.	Huile paraffinique $+ SO_2$.	Air.	SO_2.	Air.	SO_2.
15.....	1/2	–	–	–	0,348	–	0,640	0,640
150.....	1/2	–	–	–	0,310	–	0,600	–
760.....	1	–	–	–	0,280	0,06	0,550	0,550
1 200.....	24	2,29	2,37	2,66	»	–	»	–
1 700.....	»	2,34	2,46	2,78	»	–	»	–
2 100.....	»	2,41	2,54	2,84	»	–	»	–
2 600.....	»	2,52	2,66	3,05	»	–	»	–

A la pression atmosphérique en présence d'air, la valeur de la constante diélectrique de l'huile naphténique est de 2,31, celle de l'huile d'Irak est de 2,27, celle de l'huile paraffinique est de 2,64.

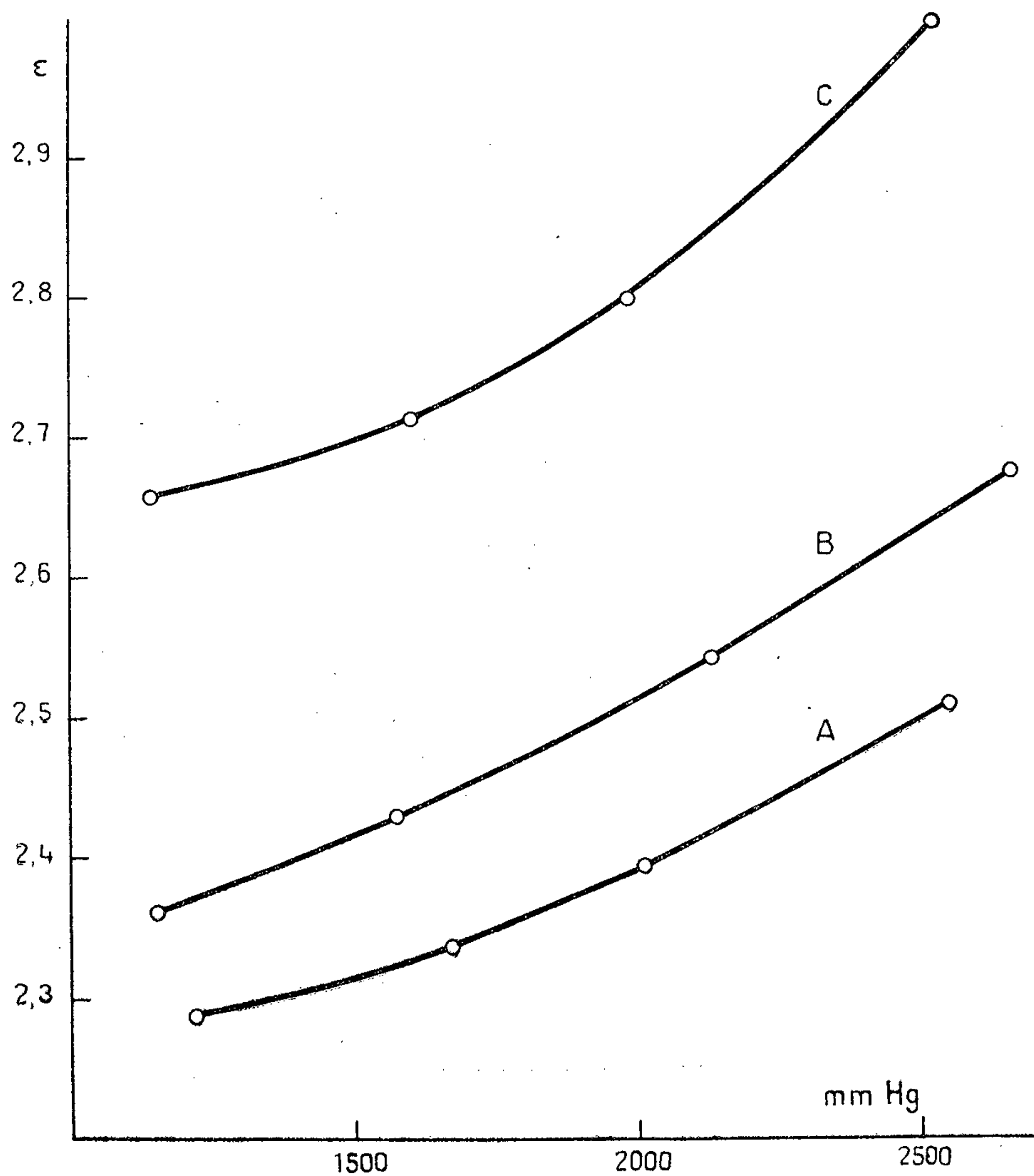


Fig. 1.

Les courbes de la figure 1 donnent les constantes diélectriques pour le lubrifiant incongelable (naphténique) $+ SO_2$ (courbe B) et, à titre de

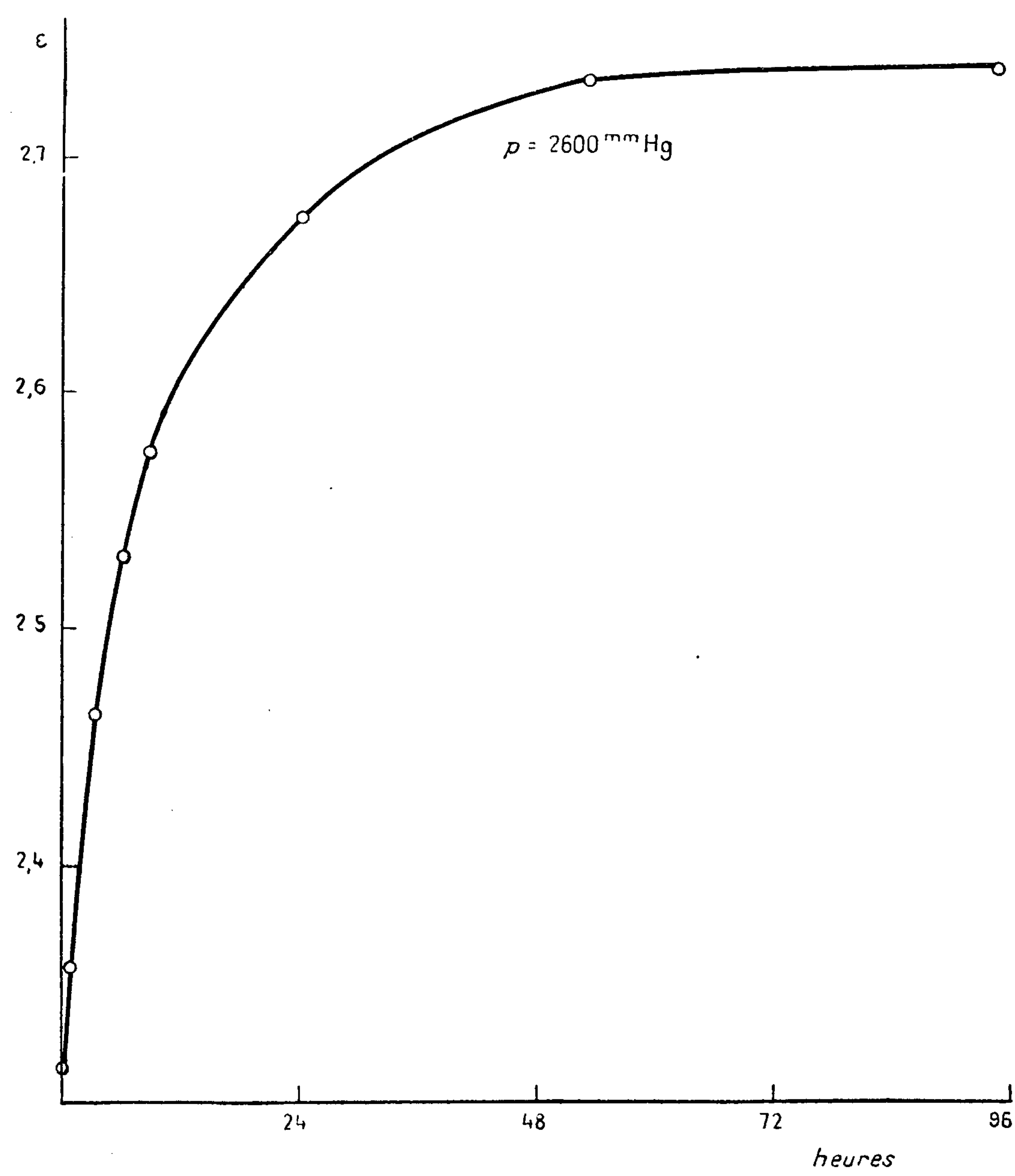

ε
2,7
2,6
2,5
2,4
p = 2600 mm Hg
24
48
72
96
heures

Fig. 2.

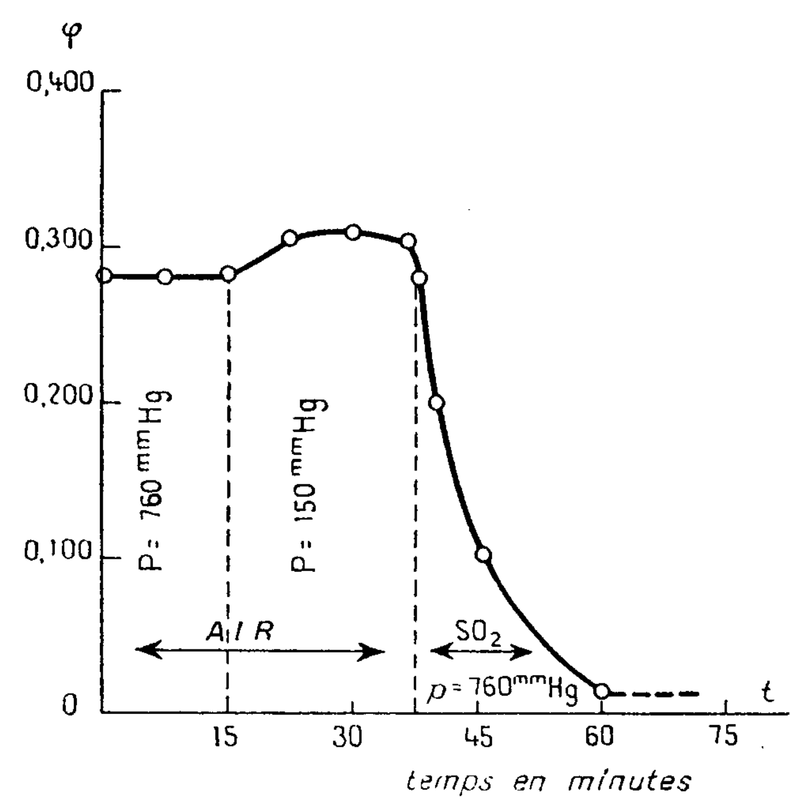

φ
0,400
0,300
0,200
0,100
0
P = 760 mm Hg
P = 150 mm Hg
AIR
SO2
p = 760 mm Hg
t
15
30
45
60
75
temps en minutes

Fig. 3.

comparaison, une huile raffinée en provenance d'Irak (courbe A) et une huile de paraffine (courbe C). Les valeurs données sont celles qui ont été obtenues au bout de 24 h d'application de la pression du gaz. La courbe de la figure 2 donne un exemple de la variation de ε en fonction du temps (huile naphténique) sous pression de 2 600 mm de Hg de SO_2. La courbe de la figure 3 donne la variation de l'onctuosité φ en fonction du temps d'huile naphténique en présence d'anhydride sulfureux (SO_2) étudiée en détail précédemment ([4]).

Remarque. — Il faut noter ici que l'onctuosité décroît en fonction du temps, en passant par plusieurs paliers provisoires pour enfin aboutir au palier définitif au bout de 50 à 60 mn. Le phénomène est irréversible.

On, constate aussi bien pour les constantes diélectriques que pour l'onctuosité, une variation rapide en fonction du temps.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

([1]) *Voir* VOLOVICK, *Groupement Français pour le développement des recherches aéronautiques.* Note technique n° **23**.

([2]) *Comptes rendus*, **227**, 1948, p. 1354.

([3]) *Comptes rendus*, **234**, 1952, p. 916.

([4]) *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 459.

([5]) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 302.

([6]) *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 483.

([7]) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1986.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur une possibilité de calcul de la quantité d'eau fixée par les ions d'un sel.* Note (*) de M^me^ **GENEVIÈVE DARMOIS**, présentée par M. Eugène Darmois.

Il n'est pas douteux que les ions sont hydratés dans une solution aqueuse d'un sel. Toutefois les procédés indiqués jusqu'ici pour le calcul de l'eau ainsi fixée donnent des résultats très variables. Un procédé assez direct de mesure de l'activité du solvant consiste en la détermination de la pression de vapeur. On sait que celle-ci n'est pas égale à la pression de vapeur du solvant pur. La baisse de pression est donnée, pour une solution idéale, par la loi tonométrique de Raoult :

$$p = p_0 \frac{n_1}{n_1 + n_2} = p_0 x_1,$$

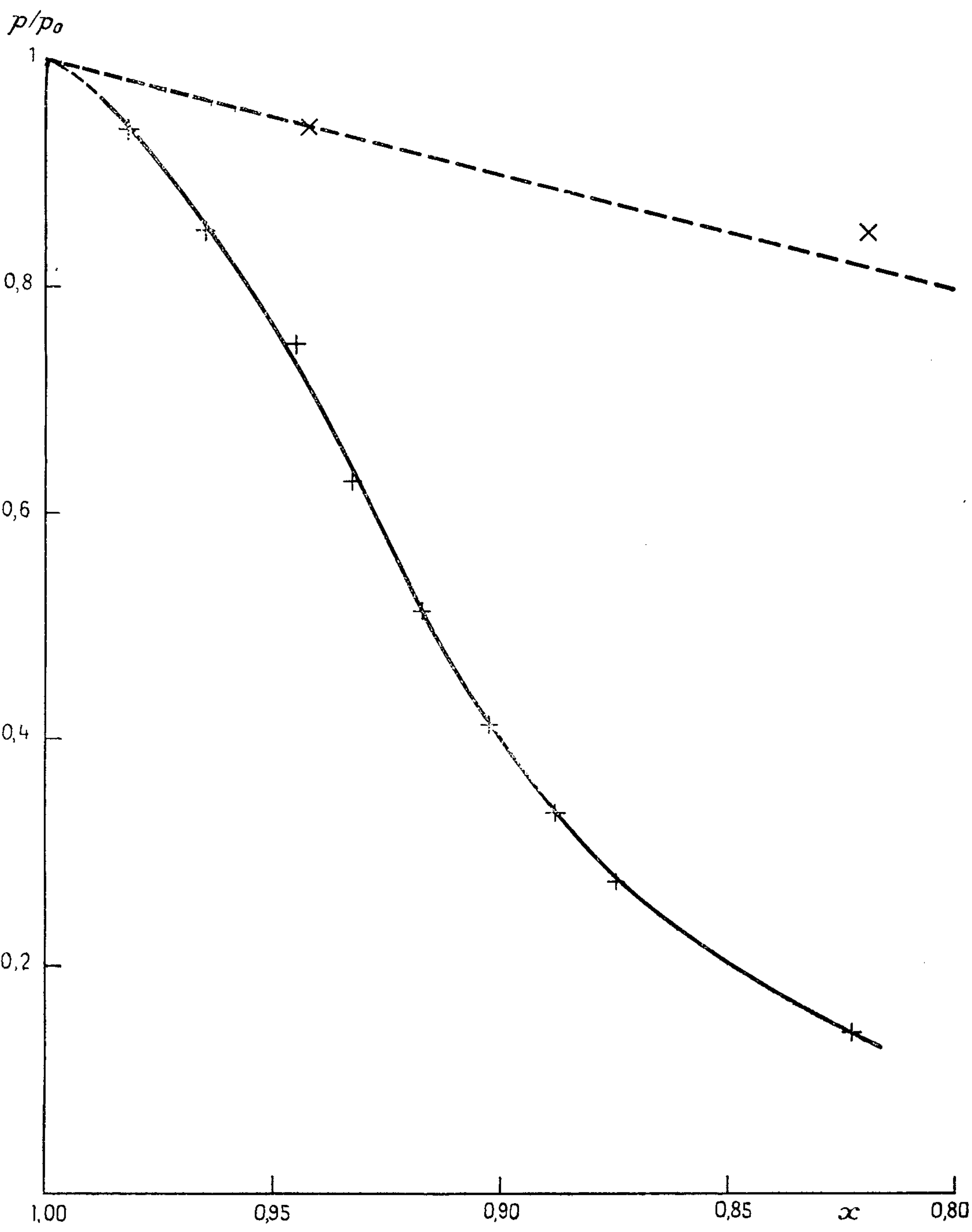
p_0, pression de vapeur du solvant pur; p, pression de vapeur de la solution; n_1, nombre de moles de solvant mélangées à n_2 moles de corps dissous.

Les tables critiques de constantes donnent, pour un certain nombre de sels, à différentes températures, les valeurs du rapport $R = 100\,(p_0 - p)/p_0\,m$, où m est la molarité de la solution, nombre de moles dissoutes dans 1000 g

d'eau (55,5 moles). Le tableau suivant reproduit, pour les solutions aqueuses de $CaCl_2$ à 40° C les valeurs de m et de R; on a calculé x_1 et p/p_0.

m.....	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	12.
R........	5,75	7,37	8,35	9,15	9,70	9,76	9,49	9,02	7,14
x_1.......	0,982	0,965	0,945	0,933	0,917	0,902	0,888	0,874	0,822
$\frac{p}{p_0}$........	0,942	0,853	0,75	0,634	0,515	0,414	0,336	0,278	0,143

Le graphique de la figure montre que p/p_0 est très différent de x_1; en pointillé, on a tracé la droite qui correspond à la loi de Raoult. Les



solutions sont donc loin d'être idéales. La courbe expérimentale devrait être tangente à la droite de Raoult; si cela a lieu, c'est en tout cas pour les très faibles concentrations.

Pourquoi les solutions ne sont-elles pas idéales ? On sait que les théories modernes des électrolytes forts en voient la cause dans les interactions entre les ions; il n'a pas été beaucoup question jusqu'ici des interactions solvant-corps dissous; l'hydratation des ions est une conséquence de cette dernière interaction. Cette hydratation doit avoir pour effet de faire varier le rapport molaire x_1 du solvant. Nous supposerons qu'une mole de sel fixe n moles d'eau; le nombre des moles d'eau « libre » est ainsi $55,5 - nm$, d'où

$$x_1 = \frac{55,5 - nm}{55,5 - nm + m}.$$

Nous supposerons alors que la *loi de Raoult s'applique, compte tenu de cette correction sur* x_1. Appelons $f(m)$ la quantité R; on a

$$(1) \qquad \frac{p_0 - p}{p_0 m} = \frac{f(m)}{100} = \frac{1}{55,5 - nm + m}, \qquad \text{soit} \quad n = 1 + \frac{55,5}{m} - \frac{100}{m f(m)}.$$

Les tableaux suivants renferment, pour divers sels dissous, les valeurs de n calculées par (1).

KCl à 25°.

m	0,5	1	2	2,5	7,0	7,5
n	48,9	24,9	12,95	19,62	4,66	4,43
nm	24,45	24,9	25,9	26,5	32,6	33,2

NaCl à 25°.

m	0,4	1	2	5	6
n	63,3	26,2	14,1	6,94	6,08
nm	25,3	26,2	28,26	34,7	36,5

NaCl à 100°.

m	2,5	4,0	5	6,7
n	11,68	7,98	6,78	4,44
nm	29,2	32,0	33,9	29,7

SO_4Na_2 à 100°.

m	0,5	1	2	3
n	52,0	26,0	13,27	8,34
nm	26,0	26,0	26,5	25,0

LiCl à 0°.

m	3,5	5	10
n	10,58	8,26	4,73
mn	37,03	41,3	47,3

LiCl à 100°.

m	1	4	6	8	9	10	12	15	23
n	36,9	9,17	6,80	5,51	5,05	4,64	3,96	3,28	2,23
nm	36,9	36,7	40,8	44,1	45,5	46,4	47,5	49,2	51,3

$CaCl_2$ à 0°.

m..........	2,5	3,5	5	6	7	11
n...........	18,34	13,75	10,13	8,68	7,58	4,92
nm.........	45,85	48,1	50,65	52,0	53,1	54,1

$CaCl_2$ à 40°.

m..........	1	3	5	6	7	8	12
n...........	39,1	46,5	10,04	8,54	7,43	6,56	4,40
nm.........	39,1	46,5	50,2	51,2	52,0	52,5	52,8

$CaCl_2$ à 100°.

m................	1	3	6	9	14
n.................	36,5	14,9	8,27	5,67	3,71
nm...............	36,5	44,7	49,6	51,0	52,0

$CaCl_2$ à 130°.

m................	8,0	12,5	14,0
n.................	5,18	3,93	3,66
nm...............	41,4	49,1	51,2

CaI_2 à 0°.

m................	1	2	5	7
n.................	34,3	19,42	9,33	7,00
nm...............	34,3	38,8	46,6	49,0

Le produit mn désigne dans ces tableaux l'eau fixée par les ions; on voit que, dans certains cas ($CaCl_2$), c'est presque la totalité de l'eau disponible. L'eau « libre » doit être en quantité très faible; les calculs précédents ont négligé l'interaction ionique; n est, de ce fait, une limite supérieure.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

CHIMIE DES MACROMOLÉCULES. — *Sur le caoutchouc greffé par le polyméthacrylate de méthyle. Longueur des chaînes latérales.* Note de MM. **Albert Banderet** et **Waldemar Kobryner**, présentée par M. Paul Pascal.

Étude d'un caoutchouc sur lequel du polyméthacrylate de méthyle a été greffé.
Une méthode de dégradation ne touchant que la chaîne polyisoprénique, permet de détacher les greffons de polyméthacrylate de méthyle sans trop les altérer.
Il apparaît que les greffons sont à peine plus courts que les chaînes de polyméthacrylate de méthyle libre formé au sein du milieu réactionnel.

La polymérisation du méthacrylate de méthyle au sein d'une solution ou d'une émulsion du caoutchouc (latex) en présence d'un catalyseur conduit à la formation d'un polymère greffé [1], [2] [3], [4], [5].

Les différents auteurs ont montré que la molécule ainsi modifiée est constituée par un tronc formé par la chaîne polyisoprénique sur laquelle

se trouvent fixées les chaînes latérales du polyméthacrylate de méthyle (P. M. M.). Ils ont également indiqué qu'au cours de la réaction une partie de méthacrylate de méthyle polymérise librement, ce qui conduit à la formation d'un mélange constitué par le polymère greffé, le P. M. M. libre et les restes du caoutchouc n'ayant pas réagi.

Nous avons été amenés à préciser la constitution de ces produits et à mettre au point dans ce but une méthode d'analyse basée sur les observations suivantes :

On sait que le caoutchouc est insoluble dans l'acétone qui dissout le P. M. M.

Par ailleurs nous avons vérifié que l'ozone attaque quantitativement la molécule du caoutchouc en solution dans le chloroforme même à basse température (en donnant des ozonides décomposables par l'eau). Il suffit d'avoir, en fin de réaction, un très faible excès d'ozone, colorant la solution en bleu pâle, pour être assuré d'avoir une réaction totale.

Dans ces conditions le P. M. M. n'est que faiblement attaqué. Ainsi, un mélange constitué de caoutchouc et de P. M. M. pur d'une viscosité intrinsèque $[\eta] = 150$ dans le chloroforme, a été traité de cette façon. Après la réaction, le caoutchouc est détruit et le P. M. M. récupéré a une viscosité intrinsèque $[\eta] = 122$; le rapport des poids moléculaires correspondants est de 0,78.

Nous avons utilisé pour notre travail un polymère greffé, préparé industriellement en émulsion à la B. R. P. R. A. [6] sous la dénomination MG 50 [5], [6], [7], [8].

Ce produit est soumis à une extraction continue à chaud par l'acétone (29,5 % de son poids initial P est ainsi dissout). De cet extrait acétonique on reprécipite le P. M. M. (26,5 % de P.), le reste étant constitué par des résines du caoutchouc de départ, émulsifiant, etc., qui restent en solution. On a du reste vérifié que l'extraction du P. M. M. est totale en appliquant à la fraction insoluble dans l'acétone une autre méthode de séparation qui repose sur la précipitation sélective des constituants du mélange [2].

Le P. M. M. ainsi obtenu est soigneusement purifié par plusieurs dissolutions et précipitations dans différents couples solvant-précipitant. Ce produit (soit 93,5 % du P. M. M. brut) présente le spectre infrarouge du P. M. M. pur et ne réagit qu'à peine avec le brome (en solution dans $CHCl_3$).

On peut donc admettre qu'il s'agit du P. M. M. formé au sein du caoutchouc et physiquement mélangé avec lui.

La fraction insoluble dans l'acétone (70,5 % de P) est soumise à l'ozonolyse dans les conditions précitées.

Après la réaction, la viscosité spécifique $[\eta]$ du polymère isolé ayant

résisté à l'ozone (21,9 % du P.) est de 77 dans le benzène et son spectre infrarouge est celui du P. M. M. pur.

Il est donc raisonnable d'admettre qu'il représente les chaînes latérales, libérées par la destruction de la molécule de caoutchouc.

On peut traduire $[\eta]$ en poids moléculaire grâce à la formule [9]

$$[\eta] = 8{,}35.10^{-3}M^{0,73},$$

soit un poids moléculaire de 270 000. Si l'on tient compte de l'expérience témoin citée, on doit majorer ce résultat du coefficient 1/0,78, ce qui nous amène à un poids moléculaire de 350 000.

Le P. M. M. libre présente une $[\eta]$ de 106 dans le benzène, ce qui correspond au poids moléculaire de 418 000.

Il apparaît donc que les greffes ont un poids moléculaire moyen à peine inférieur au poids moléculaire du P. M. M. formé au sein de la masse réactionnelle mais non fixé sur le caoutchouc.

Ce résultat est contraire aux indications de la bibliographie [2], [3], [4] qui annonce des greffons courts seulement (poids moléculaire 6 000).

L'étude de la répartition des poids moléculaires dans le P. M. M. libre et dans les chaînes de P. M. M. fixées est en cours.

(1) P. Compagnon et J. Le Bras, *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 616.

(2) F. M. Merett, *Trans. Far. Soc.*, **50**, 1954, p. 759.

(3) F. M. Merett, *Simposio Internazionale di Chimica Mocromoleculare*, Torino, 1954, p. 279.

(4) G. F. Bloomfield, F. M. Merett, F. S. Popham et P. Mc Swift, *Proceedings of the third rubber tech. Conf.*, 1954, p. 185.

(5) G. F. Bloomfield et P. Mc. L. Swift, *J. Appl. Chem.*, 5, 1955, p. 609.

(6) The British Rubber Producers Research Association.

(7) *B. R. P. R. A.*, Heveaplus M, 1954.

(8) *Rubber Developments*, **9**, 1956, p. 2.

(9) G. V. Schulz et Mayerhoff, *Makromolekulare Chemie*, 317, 1952.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Sur l'extinction des flammes à grande vitesse de propagation par les substances pulvérisées.* Note de MM. **Robert Bouchet**, **Ralph Delbourgo** et **Paul Laffitte**, présentée par M. Paul Pascal.

A l'aide d'oxalate de potassium pulvérisé et dans certaines conditions expérimentales, il est possible d'obtenir l'extinction de flammes dont la vitesse de propagation peut atteindre — mais non dépasser — 450 m/s, au cours de la période de prédétonation précédant la naissance de l'onde explosive dans certains mélanges gazeux.

Dans une précédente Note [1] nous avons signalé avoir réalisé l'extinction d'une flamme d'un mélange air-propane (5,4 %) avec 200 mg d'oxalate de potassium pulvérisé placé en un point d'un tube de verre de 3 cm de

diamètre et où la vitesse de propagation de la flamme est au moment de son extinction, de 150 m/s. Nous avons entrepris une étude systématique de ce phénomène et nous rapportons, dans la présente Note, un certain nombre de résultats obtenus.

Le mélange gazeux combustible est introduit dans un tube de verre de 8,5 mm de diamètre intérieur, fermé à ses deux extrémités et dans lequel on a préalablement fait le vide. L'inflammation est provoquée, à une des extrémités du tube, à l'aide d'une étincelle électrique jaillissant entre deux fils métalliques. La propagation de la flamme est enregistrée, sur un film sensible enroulé sur un tambour tournant, à l'aide de la méthode d'enregistrement chronophotographique. Dans toutes les expériences rapportées ici le sel extincteur utilisé était de l'oxalate de potassium d'une grosseur moyenne de grains de 25 μ et déposé à une distance déterminée du point d'inflammation du mélange combustible. Nous avons employé des mélanges susceptibles de donner une onde explosive après une période de déflagration à vitesse de propagation croissante et d'une durée et d'une longueur variant avec la nature et la composition du mélange gazeux et avec le diamètre du tube utilisé.

En aucun cas on n'obtient l'extinction de l'onde explosive. Ceci est aisément explicable, car l'onde explosive étant formée par la juxtaposition d'une onde de choc et du front de la flamme, au moment où l'onde explosive arrive au point où se trouve le sel extincteur, celui-ci n'a pu être dispersé de manière à former un nuage de sel pulvérisé susceptible de produire l'extinction. Mais dans la période de prédétonation précédant la formation de l'onde explosive il est possible de produire des extinctions (avec une quantité convenable d'oxalate de potassium) dans le cas de certaines flammes dont la vitesse de propagation peut atteindre 450 m/s. Dans la période de prédétonation en effet, l'onde de choc précède la flamme; celle-ci est alors éteinte lorsqu'elle atteint le nuage de sel pulvérisé mis en suspension par l'onde de choc.

On peut citer les exemples suivants d'extinctions réalisées dans les conditions expérimentales précédentes. Avec le mélange C_3H_8 (10 %), O_2 (45 %), N_2 (45 %), dont la vitesse de détonation est de 2 100 m/s, on obtient l'extinction à 30 ou 40 cm du point d'inflammation avec 115 ou 120 mg d'oxalate de potassium alors que la vitesse de propagation de la flamme est de 400 ou 405 m/s, respectivement, au moment de son extinction. Avec le mélange CH_4 (20 %), O_2 (40 %), N_2 (40 %), dont la vitesse de détonation est de 1820 m/s, on obtient l'extinction à 25, 40, 45 ou 50 cm de l'étincelle avec des quantités d'oxalate de potassium allant de 100 à 365 mg et avec des vitesses de la flamme de 135, 400, 430 et 340 m/s respectivement au moment de son extinction. Avec le mélange $C_4H_{10} + 13/2\ O_2 + 13\ N_2$, dont la vitesse de détonation est 1650 m/s,

il est possible d'éteindre la flamme en un point où sa vitesse est de 320 m/s. On peut noter que la vitesse mesurée au moment de l'extinction de la flamme est en général inférieure de 50 à 200 m/s environ à celle que l'on observe en absence de sel extincteur.

Toutes les flammes qui ont pu être éteintes pendant la période de prédétonation étaient relatives à des mélanges dont la vitesse de détonation n'est pas supérieure à 2 100 m/s, quelle que soit la vitesse de la flamme, même relativement faible et toujours plus ou moins inférieure à 400 m/s. Par exemple il n'a jamais été possible d'obtenir une extinction pendant la période de prédétonation de mélanges tels que $2H_2 + O_2$ (vitesse de détonation 2 820 m/s); $CH_4 + 2O_2$ (2 300 m/s); C_3H_8 (30 %); O_2 (70 %), (2 600 m/s), etc. On pourrait supposer que la non extinction de la flamme pendant la prédétonation est due au fait que, pour ces mélanges à vitesse de détonation particulièrement élevée, la période de prédétonation doit être trop brève et que, dans un temps trop court, et sur une trop faible distance, on doit alors très rapidement passer des faibles vitesses aux vitesse supérieures à 450 m/s au-delà desquelles l'extinction n'est plus possible. Aussi, pour augmenter la période de prédétonation, avons-nous utilisé, dans une nouvelle série d'expériences, des tubes d'un diamètre supérieur à celui des tubes des expériences précédentes, car dans ces conditions la longueur et la durée de la période de prédétonation sont notablement augmentées et d'autant plus que le diamètre est plus grand [2]. Or pour toutes ces expériences faites avec des tubes de divers diamètres (le plus souvent 23,5 mm) et avec différents mélanges gazeux, il n'a jamais été possible d'obtenir une extinction. Ce résultat peut être attribué au fait que dans un tube de diamètre relativement important le nuage de sel pulvérisé soulevé par l'onde de choc précédant la flamme, n'est pas homogène et n'atteint pas sur toute la section du tube et sur une longueur suffisante la densité voulue pour produire l'extinction. Il arrive même dans certains cas que la période de prédétonation soit raccourcie par la présence du sel pulvérisé; l'onde explosive se forme alors plus rapidement qu'en l'absence de sel extincteur. Ce résultat peut s'interpréter sachant qu'un obstacle disposé dans un tube (par exemple des grains de sable) favorise la naissance de l'onde explosive en retardant l'onde de choc et permettant à la flamme de la rattraper [3]. Dans d'autres cas nous avons observé que le sel extincteur déposé dans le tube à une certaine distance en avant du point où doit prendre naissance l'onde explosive, provoque une accélération de la vitesse de la flamme. Ce fait peut s'interpréter sachant que certains obstacles, réalisant un « étranglement » dans le tube, provoquent une projection de la flamme qui se propage alors à une vitesse considérable dans des gaz lancés en avant [4]. Ceci explique que dans certaines expériences (mélange $CH_4 + 2O_2 + N_2$ par exemple) nous ayons même observé

à partir du point où était déposé le sel pulvérisé, des flammes se propageant sur une certaine longueur suivant un régime instable et à une vitesse supérieure à celle de l'onde explosive.

(1) R. BOUCHET, R. DELBOURGO et P. LAFFITTE, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2152.
(2) P. LAFFITTE, *Ann. Phys.*, 4, 1925, p. 614.
(3) P. LAFFITTE, *Ann. Phys.*, 4, 1925, p. 622.
(4) W. R. CHAPMAN et R. V. WHEELER, *J. Chem. Soc.*, 1926, p. 2139 et 1927, p. 38. *Voir* aussi P. LAFFITTE et A. PARISOT, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 603.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Sur la détermination de la teneur en plomb des zircons par une méthode spectrographique.* Note (*) de M[me] **NICOLE SAILLARD**, M. **GASTON SCHEIBLING** et M[me] **ARLETTE HÉE**, transmise par M. Gabriel Foëx.

L'application de la méthode de Larsen (1) pour la détermination de l'âge des granites nécessite la mesure de la teneur en plomb dans les zircons. C. Waring et H. Worthing (2), collaborateurs de Larsen, ont proposé une méthode de dosage spectrographique en partant de substances étalonnées préparées avec de la silice additionnée de quantités connues de nitrate de plomb.

On sait qu'en principe, la composition stœchiométrique et les propriétés physiques des étalons et des substances à étudier doivent être les mêmes ou très voisines pour qu'il ne s'exerce pas d'influences différentes sur les intensités des raies à étudier. Il nous a paru utile de procéder d'abord à l'étude de cette question pour éliminer l'erreur systématique qui pourrait en résulter. Ce travail nous a semblé d'autant plus nécessaire que M. Roques (3) a préconisé, pour courbe d'étalonnage, dans une étude semblable, l'addition de quantités connues de plomb à un zircon ayant une teneur en plomb aussi faible que possible.

Nous avons utilisé la méthode de l'étalon interne proposée par Waring et Worthing et avons apporté quelques modifications dans la préparation des étalons et suivant les conditions appropriées à l'appareil dont nous disposions.

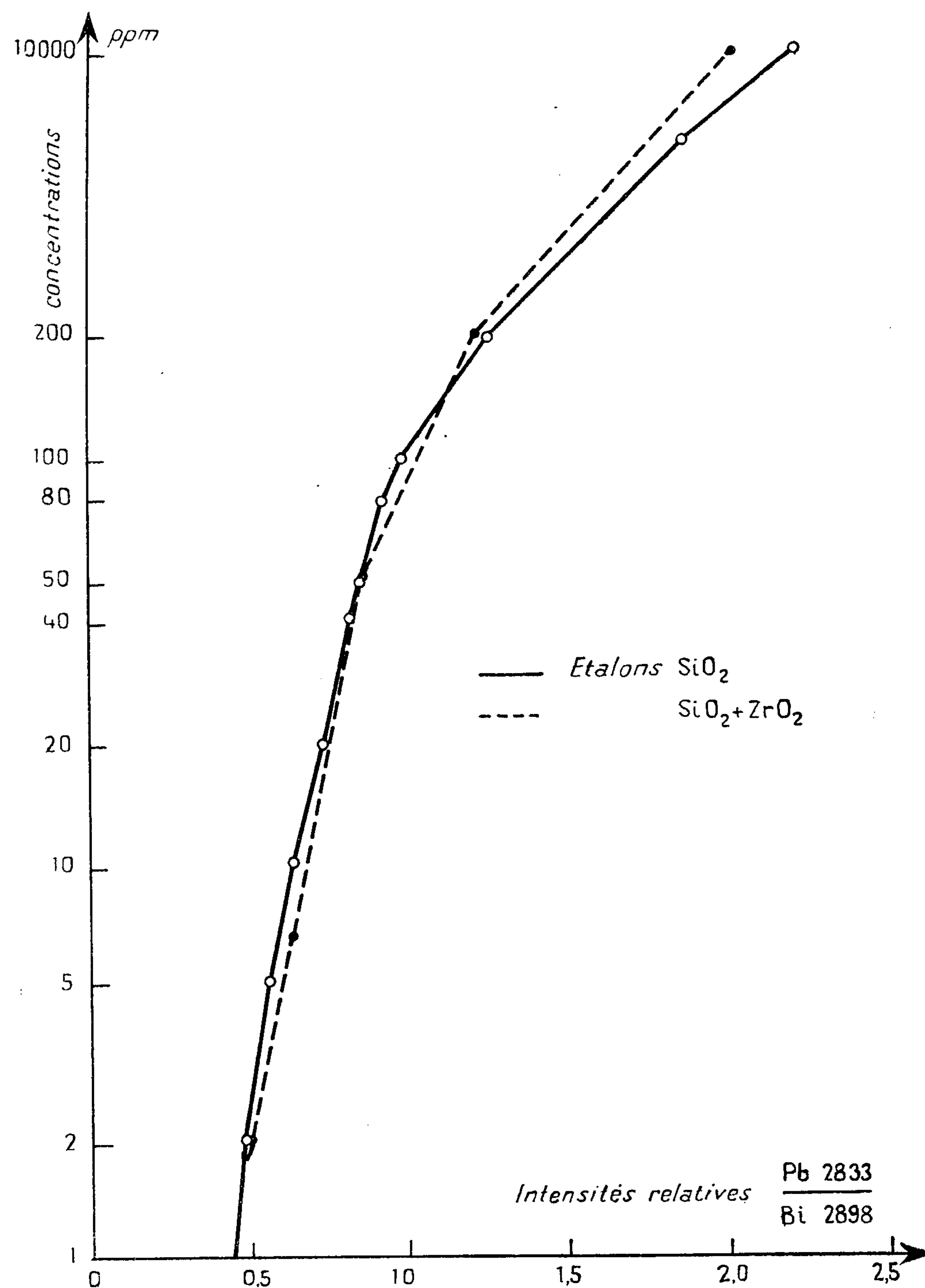
Les détails techniques seront fournis dans un article ultérieur plus étendu.

Deux séries de poudres étalonnées ont été préparées. La première série renferme de la silice, la deuxième de la silice et de l'oxyde de zirconium dans les mêmes proportions que le zircon; des quantités calculées d'oxyde de plomb ont été ajoutées pour obtenir des poudres de teneur en plomb de : 1, 2, 5, 6,6, 10, 20, 40, 50, 80, 100, 200, 500, 800, 1000 p. p. m.

Contrairement aux échantillons américains préparés à partir de solu-

tions de nitrate de plomb, nos mélanges ont été faits à sec en broyant les substances dans un mortier pendant 20 mn.

L'étalon interne, le bismuth, est introduit sous forme de nitrate dans du carbonate de sodium, le tout est exempt spectrographiquement du plomb. Ainsi les échantillons à étudier sont excités dans des vapeurs alcalines.



La comparaison de ces deux séries de substances étalonnées n'est pas assez satisfaisante pour qu'on soit assuré que l'arrangement des atomes dans le zircon se comporte comme les étalons à la silice en ce qui concerne l'intensité des raies du plomb.

Nous avons alors déterminé la teneur en plomb d'un zircon donné avec

les deux séries d'échantillons et avons trouvé chaque fois la même valeur : 6,5 ± 0,5 p. p. m. Puis nous avons vérifié qu'avec une cathode remplie de 6,25 mg de ce zircon et 6,25 mg de poudre étalonnée à 6,6 p. p. m., l'intensité de la raie Pb 2 833 Å ne se trouvait pas modifiée.

La courbe ci-jointe synthétise les résultats obtenus sur une dizaine de films avec deux séries d'étalons à la silice et au mélange SiO_2 et ZrO_2.

Les mesures sur le zircon renfermant 6,5 p. p. m. de plomb et sur les étalons de SiO_2 et les mélanges de $SiO_2 + ZrO_2$ laissent à penser qu'on peut utiliser indifféremment des étalons faits avec ces divers corps pour doser le plomb dans les zircons. Toutefois, il faut remarquer que la pente de la courbe, surtout dans les basses teneurs en plomb, est telle qu'une grande précision est difficile à obtenir. Les mesures sur les zircons doivent être accompagnées, sur un même film, de mesures sur les étalons de teneur voisine en plomb.

Ces analyses ont été accompagnées de la détermination de la teneur en plomb des zircons provenant de divers granites. Les résultats sont satisfaisants, à condition que la raie 2 833 Å, choisie pour les analyses, se détache nettement de toute autre raie. Lorsque cette condition n'est pas remplie, le problème est plus compliqué. Les teneurs en plomb manifestement aberrantes peuvent résulter, soit d'une contamination par du plomb étranger, soit de l'influence d'une raie voisine (fer ou autre corps) non séparée par le réglage choisi du spectrographe. Néanmoins on peut espérer résoudre tous les cas qui peuvent se présenter par un tri minutieux des zircons.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) E. S. Larsen, N. B. Keevil et H. C. Harrison, *Bull. Soc. Geol. Amer.*, **63**, 1952, p. 1045-1052.

(2) *American Mineralogist*, **38**, 1953, p. 827-833.

(3) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 528-530.

CHIMIE MINÉRALE. — *Action de l'anhydride vanadique sur la solution aqueuse d'acide iodhydrique. Iodure de vanadyle.* Note (*) de M. **André Morette** (1), présentée par M. Paul Lebeau.

L'étude de l'oxydation de l'acide iodhydrique aqueux par l'anhydride vanadique, à l'abri et en présence de l'oxygène de l'air, montre que le produit de la réaction est l'iodure de vanadyle VOI_2. Celui-ci est finalement obtenu cristallisé.

En dehors du diiodure et du triiodure de vanadium que j'ai obtenus par la voie sèche (2), la préparation d'iodures de cet élément par la voie humide a été peu étudiée. A. Ditte (3) a signalé, comme résultant de

l'action de l'anhydride vanadique sur la solution aqueuse d'acide iodhydrique, des « oxyiodures » $V_2O_3I_2$, 3 HI, 10 H_2O et $V_2O_3I_2$, 2 HI, 8 H_2O sans apporter de preuve de l'existence réelle de ces composés; d'autre part, Piccini et Brizzi [4] ont décrit un triiodure VI_3, 6 H_2O obtenu par réduction électrolytique de la solution provenant de cette même réaction. Par contre, si le système iode-vanadium n'a pas été l'objet de nombreuses investigations, la réduction de l'anhydride vanadique par l'acide iodhydrique a donné lieu à des recherches détaillées de la part de divers auteurs opérant à l'aide de solutions d'iodures alcalins acidulées par l'acide sulfurique ou perchlorique et additionnées de métavanadate [5]; le terme de la réduction est l'ion vanadyle VO^{++} et il a été observé par Ramsey et ses collaborateurs [6] qu'en présence d'oxygène moléculaire la quantité d'iode libérée est supérieure à celle exigée par la transformation $V_V \rightarrow V_{IV}$ par induction de l'oxydation de l'iodure sous l'influence du vanadium.

Le présent travail a pour but d'observer comment se fait la réduction du vanadium pentavalent par l'acide iodhydrique lui-même en l'absence de tout ion étranger et d'établir, si possible, la vraie nature de la substance provenant de cette réduction.

1. Lorsque l'on met de l'anhydride vanadique en contact avec une solution d'acide iodhydrique, l'oxyde est progressivement solubilisé; la solubilisation n'est complète que s'il n'est pas en trop grande proportion par rapport à la quantité de solution acide mise en œuvre.

En l'absence d'air, la quantité d'iode libérée déterminée par le thiosulfate est exactement égale à celle correspondant à la réduction du vanadium pentavalent en vanadium tétravalent comme cela a été montré par les auteurs qui ont étudié l'action de l'anhydride vanadique sur l'iodure de potassium en milieu acide sulfurique ou perchlorique.

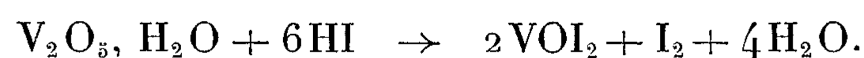
En présence d'air, l'acide iodhydrique lui-même dans cette réaction est oxydé par l'oxygène moléculaire comme il est bien connu, et la quantité d'iode libérée est plus élevée que ne le requiert l'oxydation par le vanadium V, mais est différente de celle libérée dans le cas de l'acide iodhydrique seul. Cependant, on n'est pas conduit aux mêmes observations que celles de Bray et Ramsey; ceux-ci ont en effet constaté que l'iode est libéré en quantité très supérieure à la quantité théorique et que cette oxydation parasite est d'autant plus intense que le rapport initial I^-/V^V est plus grand (N/20 KI, 0,0825 à 0,00259 mM V_2O_5 pour 100 ml) et l'acidité plus forte (H_2SO_4, 3 N). Il en est bien ainsi si l'expérience est de courte durée, si la solution d'acide iodhydrique est suffisamment concentrée, et si le rapport I^-/V^V est élevé. Mais après un temps suffisamment long, dépassant plusieurs jours, ou si la proportion d'anhydride vanadique est plus forte (0,5 à 2 mM pour 100 ml) ou encore si la solution acide est plus diluée (N/12 ou N/6), le phénomène est inversé et l'on

constate alors que l'iode en excès libéré est en quantité bien plus faible que, toutes choses égales d'ailleurs et compte tenu de la diminution de la concentration de l'acide au cours de l'expérience, dans une solution iodhydrique témoin ne renfermant pas de vanadium. Or, on peut vérifier que la diminution de la quantité d'iode libérée n'est pas due à l'établissement d'un équilibre.

Mais d'autre part, la quantité d'anhydride vanadique totale susceptible d'être solubilisée par l'acide iodhydrique est limitée par la concentration de celui-ci; pour solubiliser 1 mol d'anhydride V_2O_5, doivent intervenir 6 mol d'acide iodhydrique.

Vérification étant faite que, même en présence d'un excès d'anhydride vanadique non solubilisé, le terme de la réduction est le vanadium IV, il reste dans la liqueur, après la réaction, 4 mol d'acide iodhydrique; la diminution de l'oxydation catalytique des ions iodure par l'oxygène moléculaire est due à ce que ces ions ne sont pas entièrement libres et à ce que leur réactivité est affaiblie.

2. La coloration bleue, caractéristique des sels de vanadyle, que possède la liqueur obtenue par traitement à l'aide de l'argent de la solution provenant de la réduction, la limitation de la solubilisation de l'anhydride vanadique à raison de 1 mol pour 6 d'acide iodhydrique, le taux d'iode libéré au cours de cette réduction, la diminution de réactivité des ions iodure subsistant après la réduction conduisent à rendre compte de la formation de l'iodure de vanadyle comme suit (sans préjuger de l'état d'ionisation exact du vanadium V initial) :



$$V_2O_5, H_2O + 6HI \rightarrow 2VOI_2 + I_2 + 4H_2O.$$

La liqueur résultant de cette réaction étant soumise, à la température ordinaire, à concentration dans le vide, d'abord en présence de soude en plaques, puis ensuite avec réfrigération par le mélange acétone-neige carbonique de la paroi froide de l'appareil, jusqu'à obtention d'une masse sèche, on parvient à une substance marron, constituée par des tables cristallines rectangulaires, extrêmement hygroscopiques, très solubles dans l'eau avec production d'une solution marron de pH égal à 2,8 (concentration 5 %) et devenant bleue par addition d'acide iodhydrique.

Cette même solution bleue peut être préparée directement par saturation à l'aide d'un excès d'anhydride vanadique d'une solution d'acide iodhydrique et élimination par l'argent de l'iode libéré.

Les résultats de l'analyse du sel solide correspondent à la formule VOI_2 avec une quantité d'eau d'hydratation comprise entre 2 et 3 mol. Cette composition est, à l'eau d'hydratation près, la même que celle du deuxième « oxyiodure » de Ditte; mais les circonstances de sa préparation et ses propriétés (dont le pH élevé de la solution, correspondant à l'hydrolyse

du sel mais excluant la présence de la moitié de l'iode sous forme d'acide iodhydrique libre) ne permettent pas de lui attribuer une autre identité que celle de l'iodure de vanadyle, lequel n'avait encore jamais été décrit.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) Avec la collaboration technique de Mme Malèzieux-Guilmard.

(2) A. MORETTE, *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 1218.

(3) *Comptes rendus*, **102**, 1896, p. 1310; *Ann. Chim. Phys.*, 6e série, **13**, 1888, p. 190.

(4) *Z. anorg. Chem.*, **19**, 1899, p. 398.

(5) B. KIRSON et M. BOBTELSKI, *Bull. Soc. Chim.*, **14**, 1947, p. 563.

(6) J. B. RAMSEY, *J. Amer. Chem. Soc.*, **49**, 1927, p. 1138; W. C. BRAY et J. B. RAMSEY, *J. Amer. Chem. Soc.*, **55**, 1933, p. 2279; J. B. RAMSEY, E. L. COLICHMAN et L. C. PACK, *J. Amer. Chem. Soc.*, **68**, 1946, p. 1695; M. H. BOYER et J. B. RAMSEY, *J. Amer. Chem. Soc.*, **75**, 1953, p. 1802.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les sels organiques basiques de magnésium.* Note de Mmes **LÉONE WALTER-LÉVY** et **IRÈNE SOLEILHAVOUP**, présentée par M. Paul Pascal.

Nous avons pu précédemment établir l'existence de l'acétate $4\ Mg(CH_3COO)_2$, $Mg(OH)_2$ formé par décomposition de l'acétate neutre de magnésium ([1]).

Une méthode plus générale de préparation des sels organiques basiques de magnésium a été mise au point qui consiste à faire réagir la magnésie ou le carbonate CO_3Mg, $3H_2O$ sur les solutions alcooliques d'acides. Ces derniers offrent un meilleur point de départ que les sels neutres. Ce sont en effet des produits plus courants et mieux définis; par ailleurs les proportions relatives d'acide et de magnésie peuvent être variées plus facilement.

Les facteurs susceptibles d'orienter les réactions sont multiples, en outre du temps, de la température, des concentrations en acide et en base, la nature de l'alcool intervient.

Les sels basiques, relatifs aux premiers termes de la série grasse, ont été décelés par une vingtaine de diagrammes de rayons X. Il est toutefois difficile de développer des zones de formation suffisantes pour déterminer des paliers de composition fixe correspondant à ces diagrammes.

Des formules ont cependant pu être établies pour quelques composés formés à la température d'ébullition (110-114°) de solutions contenant 20 g d'acide pour 300 cm^3 d'alcool isobutylique, par addition de quantités variables de magnésie MgO. Jusqu'à une certaine proportion, différente suivant la nature des acides (3 g pour l'acide propionique, 4 g pour les acides butyrique et isobutyrique), la magnésie se dissout d'abord,

et les sels basiques précipitent ensuite au bout de quelques heures. Au-delà de cette proportion, la magnésie se transforme sans dissolution complète. La durée des essais a varié de 8 à 40 h [2].

Les précipités obtenus ont été lavés à l'alcool isobutylique et desséchés à diverses températures allant de 25 à 150°. Ces différentes dessiccations ont conduit à des résultats analogues. Ceci est justifié par l'examen thermogravimétrique qui accuse un palier très net de 25 à 250°, au-delà duquel il y a décomposition totale.

Propionate. — La quantité de magnésie ajoutée a varié de 1 à 20 g. Des paliers de diagramme et de composition fixes ont été obtenus pour des additions de 1 à 6 g et des durées de 9 à 27 h. Pour des quantités supérieures à 6 g la magnésie subsiste.

Les moyennes des résultats analytiques de 25 phases solides desséchées à diverses températures et relatives à 12 préparations sont les suivantes :

$$\frac{(CH_3CH_2COO)_2}{Mg} = 0,798 \pm 0,003, \qquad \frac{H_2O}{Mg} = 0,05 \pm 0,10,$$

ce qui permet d'attribuer à ce propionate basique la formule $4\ Mg(CH_3CH_2COO)_2\ MgO$.

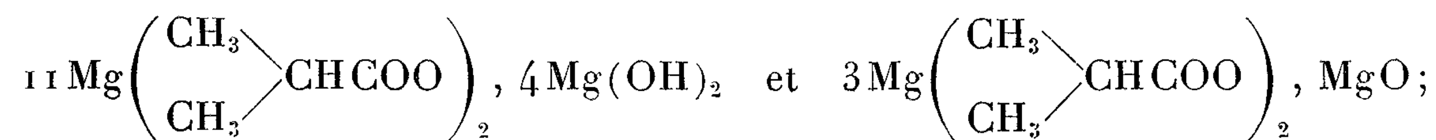
Butyrate normal. — Le palier de composition fixe apparaît par mise en œuvre de 3 à 5 g de magnésie, pour des durées de 9 à 45 h.

Les moyennes des rapports stœchiométriques de 27 analyses relatives à 14 préparations, desséchées soit à 100, 125, 150° ont pour valeurs :

$$\frac{(CH_3CH_2CH_2COO)_2}{Mg} = 0,905 \pm 0,008, \qquad \frac{H_2O}{Mg} = -0,06 \pm 0,15,$$

ce qui conduit à la formule $9\ Mg(CH_3CH_2CH_2COO)_2,\ MgO$.

Isobutyrate. — La quantité de magnésie peut varier de 3 à 6 g, la durée de 9 à 45 h. Nous avons trouvé, relativement aux dessiccations à 50, 75 et 100°, correspondant à 32 préparations, des rapports analytiques, radical acide et eau sur magnésium, qui oscillent entre 0,733 et 0,75 d'une part, 0,3 et 0,0 d'autre part, ce qui a permis d'envisager les formules :



$$11\,Mg\left(\begin{matrix}CH_3\\CH_3\end{matrix}\!\!>CHCOO\right)_2,\ 4\,Mg(OH)_2 \quad \text{et} \quad 3\,Mg\left(\begin{matrix}CH_3\\CH_3\end{matrix}\!\!>CHCOO\right)_2,\ MgO;$$

nous admettrons en première approximation la dernière dont se rapprochent les résultats relatifs aux préparations séchées à température moins élevée (50°) et effectuées dans l'alcool éthylique.

Le propionate et l'isobutyrate se retrouvent en effet avec la même composition à 80-81°, si l'on substitue l'alcool éthylique à l'alcool isobutylique; dans le cas du butyrate, il y a formation d'un précipité plus basique.

Les trois sels se présentent au microscope sous forme de bâtonnets. Leurs distances réticulaires et les intensités relatives sont les suivantes :

Propionate : ([3])

12,00 FF; 11,48 FF; 9,73 f; 8,17 FF; 6,71 ff; 5,90 F; 5,83 F; 5,64 f; 5,22 m; 4,86 f; 4,41 m; 4,33 f; 4,18 ff; 4,13 f; 4,06 fff; 3,95 F; 3,91 fff; 3,73 F; 3,56 m; 3,40 m; 3,37 ff; 3,25 fff; 3,20 f; 3,15 f; 3,12 fff; 3,04 ff; 2,94 m; 2,89 fff; 2,83 fff; 2,80 fff; 2,77 f; 2,72 ff; 2,67 ff; 2,62 f; 2,59 fff; 2,53 ff; 2,49 ff; 2,45 ff; 2,42 f; 2,39 m; 2,33 fff; 2,29 m; 2,27 fff; 2,21 ff; 2,18 f; 2,15 fff; 2,12 ff; 2,09 fff; 2,07 f; 2,04 ff; 2,02 ff; 2,00 ff; 1,98 ff; 1,95 ff; 1,92 f; 1,87 ff; 1,84 fff; 1,78 ff; 1,76 fff; 1,74 ff; 1,73 ff; 1,70 f; 1,67 ff; 1,65 fff; 1,62 ff; 1,58 ff; 1,56 fff; 1,54 f; 1,52 f; 1,48 ff; 1,46 ff; 1,43 fff; 1,41 ff; 1,39 fff; 1,37 ff; 1,36 ff; 1,34 fff; 1,33 ff; 1,31 ff; 1,29 fff.

Butyrate :

13,52 FF; 12,56 F; 12,00 F; 9,79 f; 9,35 m; 8,20 F; 7,77 ff; 7,29 f; 7,07 m; 6,80 ff; 6,24 fff; 6,03 ff; 5,74 f; 5,58 fff; 5,30 f; 4,87 fff; 4,75 m; 4,57 fff; 4,53 fff; 4,29 f; 4,23 f; 4,16 ff; 4,03 m; 3,93 f; 3,82 fff; 3,74 f; 3,62 f; 3,53 ff; 3,47 f; 3,38 fff; 3,35 fff; 3,24 f; 3,18 fff; 3,10 ff; 3,05 fff; 3,00 ff; 2,92 f; 2,89 ff; 2,76 ff; 2,72 f; 2,69 f; 2,64 fff; 2,55 ff; 2,52 fff; 2,49 fff; 2,46 ff; 2,41 ff; 2,38 f; 2,35 fff; 2,33 fff; 2,30 fff; 2,27 fff; 2,24 ff; 2,16 ff; 2,13 ff; 2,10 f; 2,07 fff; 2,03 f; 2,00 ff; 1,98 f; 1,93 fff; 1,90 f; 1,87 ff; 1,64 fff; 1,82 fff; 1,79 ff; 1,76 fff; 1,71 fff; 1,69 fff; 1,65 ff; 1,63 fff; 1,61 ff; 1,59 ff; 1,54 fff; 1,52 fff; 1,50 fff; 1,47 fff.

Isobutyrate :

12,06 FF; 7,21 f; 6,93 fff; 6,13 m; 4,90 ff; 4,62 m; 4,51 ff; 4,38 f; 4,20 fff; 4,05 FF; 3,86 F; 3,60 f; 3,40 f; 3,35 fff; 3,28 ff; 3,17 f; 3,00 f; 2,80 ff; 2,73 f; 2,67 ff; 2,58 ff; 2,51 ff; 2,38 ff; 2,33 f; 2,28 ff; 2,18 m; 2,06 fff; 2,02 fff; 1,94 fff; 1,85 ff; 1,78 fff; 1,70 ff; 1,60 ff.

Il est donc possible de préparer de nombreux sels organiques basiques de magnésium en opérant en milieu anhydre, par action de la magnésie sur les solutions alcooliques d'acides gras. La composition chimique de certains d'entre eux a pu être précisée, en particulier pour le propionate 4 $Mg(CH_3CH_2COO)_2$, MgO, pour le butyrate 9 $Mg(CH_3CH_2CH_2COO)_2$, MgO et avec moins de certitude pour l'isobutyrate 3 $Mg\left(\begin{matrix}CH_3\\CH_3\end{matrix}\!\!>CHCOO\right)_2$, MgO.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

([1]) *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2169.

([2]) Les réactions ont été effectuées en vase ouvert avec agitation et réfrigération des vapeurs.

([3]) Le spectre du propionate est très semblable à celui de l'acétate précédemment donné, il ne lui est pas toutefois absolument identique.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la transformation ordre-désordre dans la phase sesquioxyde de fer cubique.* Note (*) de MM. **Isaac Behar** et **Robert Collongues**, présentée par M. Georges Chaudron.

On sait que le sesquioxyde de fer $Fe_2O_3\gamma$ dérive de la magnétite par formation de lacunes dans le réseau des cations de ce composé. Nous avons mis en évidence l'apparition sur le diagramme du sesquioxyde cubique de raies supplémentaires par rapport au diagramme de la magnétite. Nous en avons déduit l'existence d'une transformation ordre-désordre.

Le diagramme de rayons X du sesquioxyde cubique ($Fe_2O_3\gamma$) a longtemps été considéré comme identique à celui de la magnétite, à une légère variation de paramètre près ($a_{Fe_3O_4} = 8{,}378$ Å; $a_{Fe_2O_3\gamma} = 8{,}322$ Å). Cependant, si l'on utilise des méthodes précises d'analyse cristallographique, les deux diagrammes se distinguent par une variation de l'intensité de certaines interférences, par exemple la disparition quasi totale de la raie 222 et l'apparition de nombreuses raies de faible intensité dans le diagramme du sesquioxyde ([1]) (*fig.* 1).

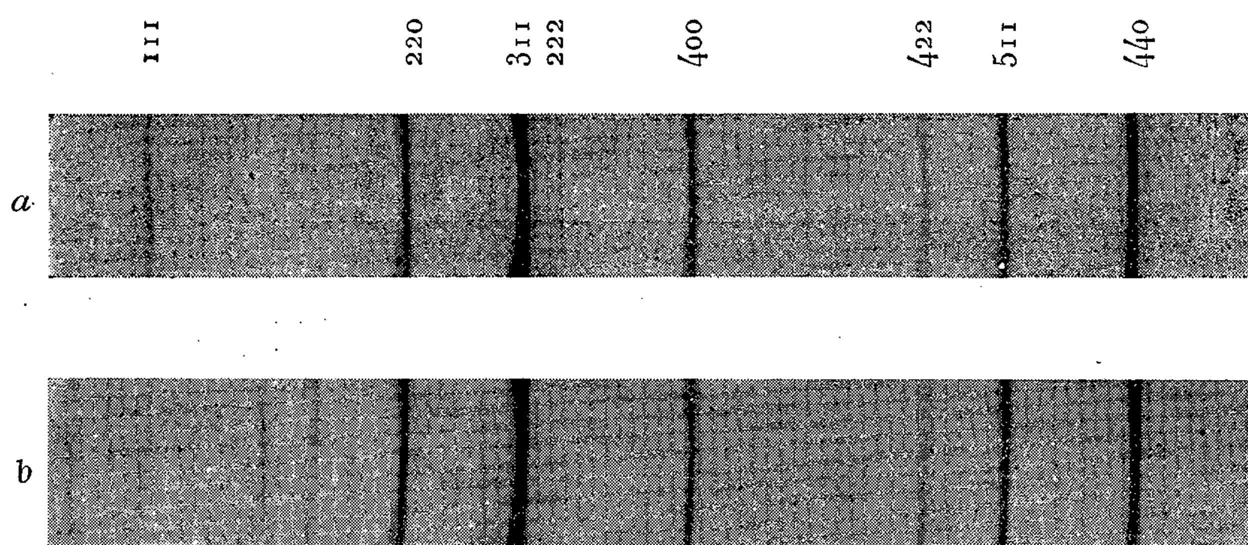


Fig. 1. — Diagrammes de Debye-Scherrer en rayonnement monochromatique (λK_α Co) de la magnétite F_3O_4 (*a*) et du sesquioxyde $Fe_2O_3\gamma$ (*b*).

Un certain nombre de ces raies correspondent aux interférences d'un réseau cubique simple d'arête 8,322 Å. Cette hypothèse ne fournit cependant pas une interprétation de l'ensemble du diagramme.

Toutes les interférences du diagramme peuvent être interprétées en considérant que la maille du sesquioxyde est quadratique, avec $a = 8{,}322$ Å, $c/a = 2$. La maille du sesquioxyde pourrait donc être constituée de deux mailles spinelle superposées le long de l'axe c.

Les raies supplémentaires du diagramme constituent à notre avis un système de raies de surstructure, indiquant une répartition ordonnée des lacunes dans la maille du sesquioxyde. Nous avons cherché à préparer la forme désordonnée du sesquioxyde par différentes méthodes :

1° Nous avons pensé qu'il serait possible d'obtenir la forme désordonnée par chauffage du sesquioxyde suivi d'une trempe à l'eau. On peut, en effet, chauffer le sesquioxyde ($Fe_2O_3\gamma$) jusqu'à 600° environ en le stabilisant par des ions alcalins ([2]). Les diagrammes de rayons X des produits trempés depuis des températures inférieures à 600° sont identiques au diagramme du sesquioxyde initial. Mais sur le diagramme du sesquioxyde trempé depuis 620° on note une légère diminution de l'intensité des raies de surstructure, ce qui indique une évolution du sesquioxyde vers l'état désordonné. Il ne nous a cependant pas été possible de mettre en évidence d'une manière certaine la disparition de ces raies, une partie importante du produit étant transformée en sesquioxyde $Fe_2O_3\alpha$ dès 630°. La zone de transition ordre-désordre serait donc située au voisinage de 630°.

2° Nous avons adopté une méthode de préparation nous permettant d'obtenir la forme désordonnée du sesquioxyde à l'état métastable à basse température.

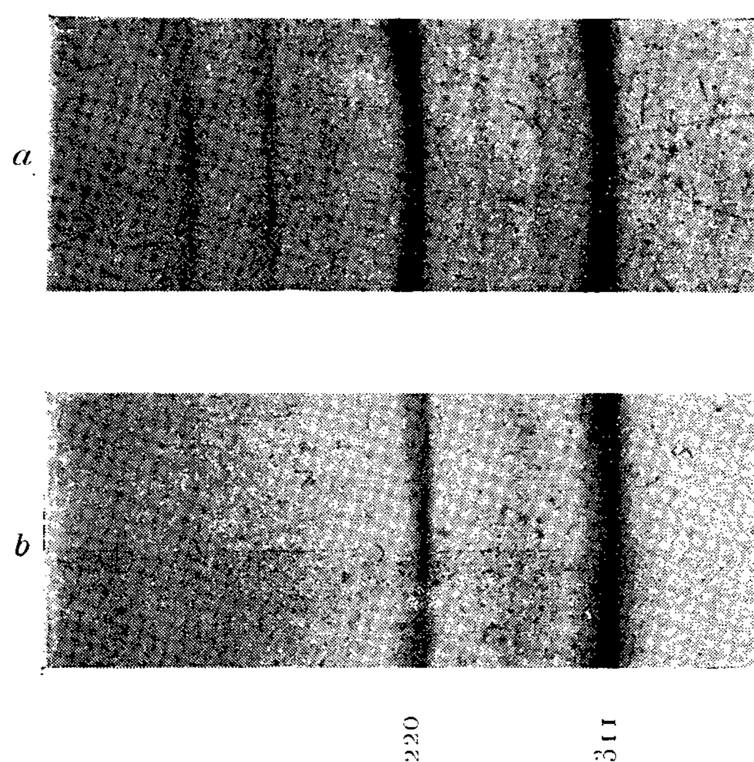


Fig. 2. — Diagrammes de Debye-Scherrer en rayonnement monochromatique (λ_{K_α} Co) du sesquioxyde de fer $Fe_2O_3\gamma$ à l'état ordonné (*a*) et à l'état désordonné (*b*).

On fait réagir un léger excès de soude sur une solution concentrée de sulfate ferreux. Le précipité bleu vert obtenu, chauffé à 165°, se transforme rapidement en une poudre marron fortement magnétique ([3]). Le diagramme de rayons X de cette poudre est celui d'une spinelle de paramètre $a = 8,322$ Å, qui est bien celui du sesquioxyde cubique. Mais le diagramme ne présente pas les raies de surstructure du diagramme du sesquioxyde obtenu par oxydation de la magnétite (*fig.* 2). Nous pensons avoir préparé ainsi la forme désordonnée du sesquioxyde.

Si le précipité bleu vert est chauffé à 250° au lieu de 165° on obtient le sesquioxyde sous sa forme ordonnée.

Il résulte de ces expériences que le sesquioxyde de fer cubique ($Fe_2O_3\gamma$)

peut exister sous deux formes : une forme cubique spinelle et une seconde forme se déduisant vraisemblablement du spinelle par établissement d'un ordre dans la répartition des lacunes de la structure. Nous envisageons différentes préparations de sesquioxydes stabilisés afin de pouvoir déterminer avec précision la température de transition ordre-désordre.

(*) Séance du 21 janvier 1957.
(1) R. COLLONGUES, *Thèse*, Paris, 1954.
(2) A. MICHEL et G. CHAUDRON, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 1191.
(3) B. MASON, *Geol. Fören. Stockh. Förh.*, 65, 1943, p. 95.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèses dans la série de l'allylacétylène.* Note (*) de M. **MARCEL BERTRAND**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'allylacétylène a été obtenu pour la première fois par Grignard (1) par action du bromure d'allyle sur le magnésien de l'acétylène, et plus récemment par Paul et Tchelitcheff par cracking de l'acétate de pentyne-4 *ol*-1 (2).

Le bromure de propargylmagnésium étant devenu depuis d'un usage commode à la suite des travaux de Wotiz (3) et de Gaudemar (4), nous avons pensé que l'addition d'éthers dibromés à cet organomagnésien, suivie du traitement des produits obtenus par le zinc et l'alcool, pourrait fournir une voie d'accès à l'allylacétylène et à ses homologues, dans la mesure où l'addition ne s'accompagnerait pas d'un réarrangement propargylallénylique.

Trois éthers dibromés ont été préparés par la méthode de de Boord (5) :

le dibromo-1.2 éthoxy-1 éthane;

le dibromo-1.2 éthoxy-1 propane;

le dibromo-1.2 éthoxy-1 butane

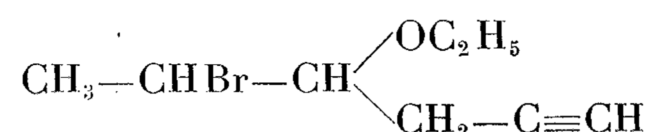
et additionnés, à la température du mélange glace-sel, à une solution de bromure de propargylmagnésium dans l'éther-oxyde d'éthyle. Après hydrolyse, la solution éthérée obtenue était séchée sur CO_3K_2 anhydre, puis fractionnée.

Trois produits nouveaux ont été isolés. Ils possèdent les propriétés des acétyléniques vrais, ce qui montre que l'addition de l'éther dibromé au bromure de propargylmagnésien se fait sans réarrangement; ce sont :

1° Le bromo-1 éthoxy-2 pentyne-4. $CH_2Br{-}CH\langle^{OC_2H_5}_{CH_2{-}C\equiv CH}$ $(C_7H_{11}OBr)$

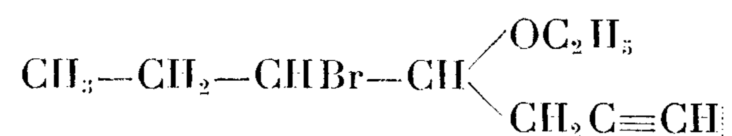
(Rdt 75 %) qui distille entre 69 et 70,5° C sous 12 mm et possède les constantes suivantes : n_D^{20} 1,4740; d_4^{20} 1,2846; R. M_D trouvée 41,80; R. M_D théorique 41,93.

2° Le bromo-2 éthoxy-3 hexyne-5 $(C_8H_{13}OBr)$



(Rdt 70 %) qui distille entre 69 et 70°C sous 8 mm et possède les constantes suivantes : n_D^{20} 1,4725; d_4^{20} 1,234; R. M_D trouvée 46,56; R. M_D théorique 46,55.

3° Le bromo-5 éthoxy-4 heptyne-1 ($C_9H_{15}OBr$)



(Rdt 72 %) qui distille entre 59 et 60°C sous 2 mm et qui possède les constantes suivantes : n_D^{20} 1,4717; d_4^{20} 1,192; R. M_D calculée 51,42; R. M_D théorique 51,17.

Les trois produits précédents ne réagissent que difficilement lorsqu'on les traite par le zinc et l'alcool éthylique. Par contre, le traitement par le zinc et l'alcool butylique normal permet d'obtenir les trois carbures correspondants avec de bons rendements.

Le bromo-1 éthoxy-2 pentyne-4 fournit, avec un rendement de 78 %, l'allyl-acétylène : $CH_2{=}CH{-}CH_2{-}C{\equiv}CH$, ($C_5H_6$). É 41,5-42,5°C; n_D^{19} 1,4152; d_4^{20} 0,7246; R. M_D trouvée 22,80; R. M_D théorique 22,82.

Les constantes de carbure sont en bon accord avec celles données par Paul et Tchelitcheff (2) : n_4^{16} 1,4125; d_4^{16} 0,738; R. M calculée 22,28.

Le bromo-2 éthoxy-3 héxyne-5 fournit avec un rendement de 71 % l'héxène-4 yne-1 : $CH_3{-}CH{=}CH{-}CH_2{-}C{\equiv}CH$ (C_6H_8). É 75-76°C; n_D^{20} 1,429; d_4^{20} 0,7558; R. M_D trouvée 27,25; R. M_D théorique 27,44.

Le bromo-5 éthoxy-4 heptyne-1 fournit avec un rendement de 66 % l'heptène-4 yne-1 : $CH_3{-}CH_2{-}CH{=}CH{-}CH_2{-}C{\equiv}CH$ (C_7H_{10}). É 102°C; n_D^{20} 1,4375; d_4^{20} 0,7635; R. M_D trouvée 32,28; R. M_D théorique 32,06.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) GRIGNARD, LAPAYRE et TCHEOU-FAKI, *Comptes rendus*, 187, 1928, p. 517.

(2) *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1116.

(3) WOTIZ, MATTHEWS et LIEB, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 5503.

(4) *Thèse*, Paris, mars 1956.

(5) DYKSTRA, LEWIS et BOORD, *J. Amer. Chem. Soc.*, 52, 1930, p. 3396.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'acide benzallactique (acide styrylglycolique).* Note de M. PAUL CORDIER, présentée par M. Marcel Delépine.

En milieu alcalin à la température ordinaire l'acide benzallactique donne un produit de duplication formé par fixation d'acide benzylpyruvique, issu de l'isomérisation de l'acide α-alcool β-éthylénique, sur ce dernier, par réaction additive sur la double liaison; à chaud, la vitesse de la réaction isomérisante étant supérieure à celle d'addition, on obtient surtout l'acide α-cétonique.

1. L'acide benzallactique ou acide styrylglycolique

(dénommé acide phényl-α-oxycrotonique) a fait l'objet de travaux de Fittig et de nombreuses recherches de J. Bougault qui a particulièrement étudié l'amide correspondant. J. Bougault ([1]) avait signalé l'obtention en milieu alcalin, à côté d'autres composés, d'un produit de duplication de l'acide α-alcool β-éthylénique dont il n'avait pas donné de constitution.

Ayant à notre disposition une technique commode de préparation de l'acide benzallactique ([2]), nous nous sommes proposé de reprendre cette étude, d'essayer d'éclaircir le mécanisme de la réaction et d'établir la constitution du composé formé.

Nous avons indiqué précédemment avec J. Bougault ([2]), comme Fittig ([3]) l'avait signalé, que l'acide benzallactique subit à chaud en milieu alcalin une isomérisation avec formation d'acide benzylpyruvique, nous avons précisé les conditions d'obtention de cet acide α-cétonique dans de bonnes conditions (Rdt 60 à 65 %).

Nous avons donc examiné l'action de la soude (concentration 3 %) à la température ordinaire sur ce même acide; la réaction est beaucoup plus lente, au bout de quelques semaines de contact l'acidification donne un produit sirupeux qui est un mélange de plusieurs acides. Par traitement benzénique on isole un composé insoluble à froid et à chaud dont l'analyse correspond à un produit d'association de 2 mol d'acide benzallactique cristallisant avec 1,5 H_2O [produit analogue à celui isolé et décrit par J. Bougault ([1])] (Rdt 35 %). Ce corps est diacide, il est purifiable dans l'alcool dilué, il réapparaît dans les mêmes conditions d'hydratation. Il fond lentement vers 100° en perdant de l'eau, puis donne un produit solide fondant vers 220° avec décomposition. Le composé initial en milieu bicarbonaté ne réduit pas une solution de permanganate de potassium à 2 %, il ne donne aucune réaction avec $FeCl_3$; il donne une monooxime $F_{déc}$ 197°, une mono-semicarbazone $F_{déc}$ 215°, ce qui montre la présence d'une fonction carbonyle. Il est stable en milieu alcalin à chaud.

Chauffé vers 150° il donne après refroidissement un produit solide qui cristallise après dissolution à chaud dans l'alcool éthylique dilué $F_{déc}$ 224°, l'analyse correspond à un produit formé par l'union de 2 mol d'acide benzallactique avec départ d'une molécule d'eau; ce corps se comporte comme diacide, il donne en solution alcoolique concentrée une coloration rouge avec $FeCl_3$, suivie d'une précipitation.

Oxydé par une solution de permanganate de potassium à 2 % en solution aqueuse diluée à chaud (vers 80°) l'acide de départ donne, après filtration pour éliminer le bioxyde de manganèse et acidification, un composé monoacide lactonique bien cristallisé F 184°.

Ces résultats sont en accord avec les réactions et les formules suivantes :

1° Sous l'influence de la soude, l'acide benzallactique donne peu à peu naissance par isomérisation à l'acide benzylpyruvique qui se condense aussitôt formé avec l'acide benzallactique suivant une réaction du type Michaël pour

donner le diacide alcool cétonique (I)

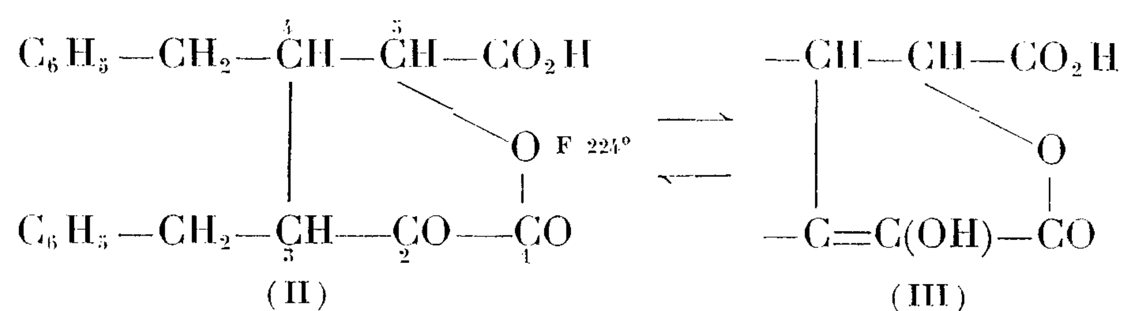
$$\left[C_6H_5-\bar{C}H-\overset{+}{C}H-\bar{C}(OH)-CO_2H\right]\overset{+}{H} + \left[C_6H_5-CH_2-\bar{C}H-CO-CO_2H\right]\overset{+}{H}$$

$$\rightarrow \begin{array}{l} C_6H_5-CH_2-\overset{3}{C}H-\overset{2}{C}HOH-\overset{1}{C}O_2H \\ \qquad\qquad\quad | \\ C_6H_5-CH_2-\underset{4}{C}H-\underset{5}{C}O-\underset{6}{C}O_2H \end{array}$$

(I)

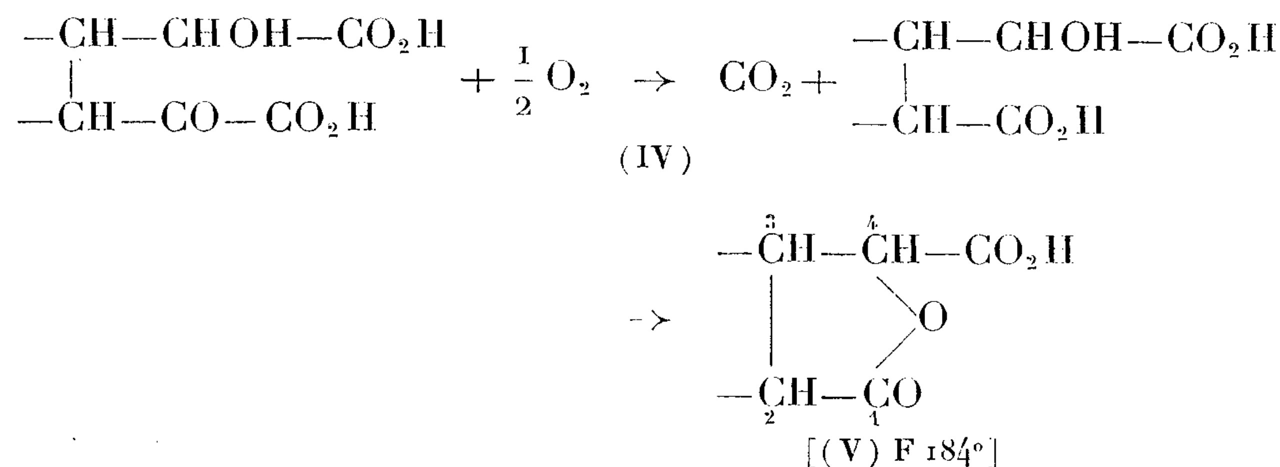
Dibenzyl-3.4 hexane ol-2 one-5 dioïque-1.6.

2° Sous l'action de la chaleur ce diacide alcool cétonique se lactonise en donnant le corps (II) énolisable en composé (III), ce qui explique la coloration donnée avec $FeCl_3$ et la diacidité due au carboxyle et à la fonction énol



Dibenzyl-3.4 céto-2 carboxylique-5 pentanolide.

3° Par oxydation permanganique à chaud le composé (I) perd CO pour donner le diacide alcool (IV), rapidement lactonisable en composé (V)



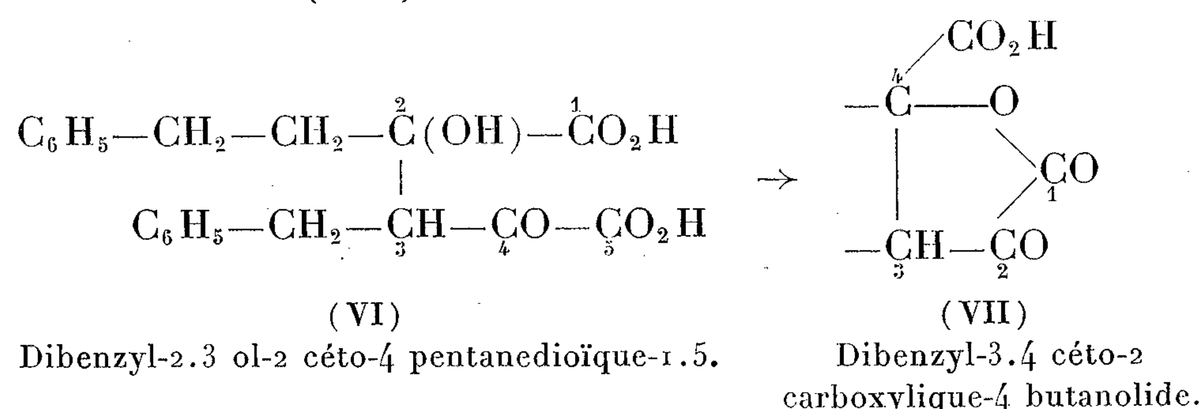
Dibenzyl-2.3 carboxylique-4 butanolide.

2. Au cours de la purification par le benzène de l'acide (I) on trouve de petites quantités d'acide benzylpyruvique retenues par le solvant à côté d'un produit qui se sépare au bout de quelques jours qui est l'acide di-(benzylpyruvique) (VI) provenant d'une duplication par aldolisation de l'acide α-cétonique en milieu alcalin, phénomène bien connu pour les acides α-cétoniques.

Cet acide a été obtenu par J. Bougault [1] par action de la soude diluée à froid sur l'acide benzylpyruvique, nous l'avons reproduit dans les mêmes conditions $F_{déc}$ 168°, il est décomposable à chaud en milieu alcalin en régénérant l'acide benzylpyruvique.

Nous avons remarqué que cet acide en solution alcoolique concentrée donne une coloration rouge avec $FeCl_3$ due vraisemblablement à sa transformation

en cétolactone énolisable (VII)



(VI) Dibenzyl-2.3 ol-2 céto-4 pentanedioïque-1.5.

(VII) Dibenzyl-3.4 céto-2 carboxylique-4 butanolide.

3. Nous avons reconnu que sous l'action de la soude à chaud, l'acide benzal-lactique donne, à côté de l'acide benzylpyruvique (60 %) de petites quantités d'acide (I) et d'acide (VI). Dans ce cas, c'est la transformation en acide α-cétonique qui est prépondérante.

(1) *Comptes rendus*, **155**, 1912, p. 478.
(2) J. Bougault et P. Cordier, *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 2004.
(3) Fittig et Petkow, *Ann. Chem.*, **299**, 1898, p. 28.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Le diformyl-9.10 anthracène.* Note (*) de MM. **Guy Rio** et **Bernard Sillion**, présentée par M. Charles Dufraisse.

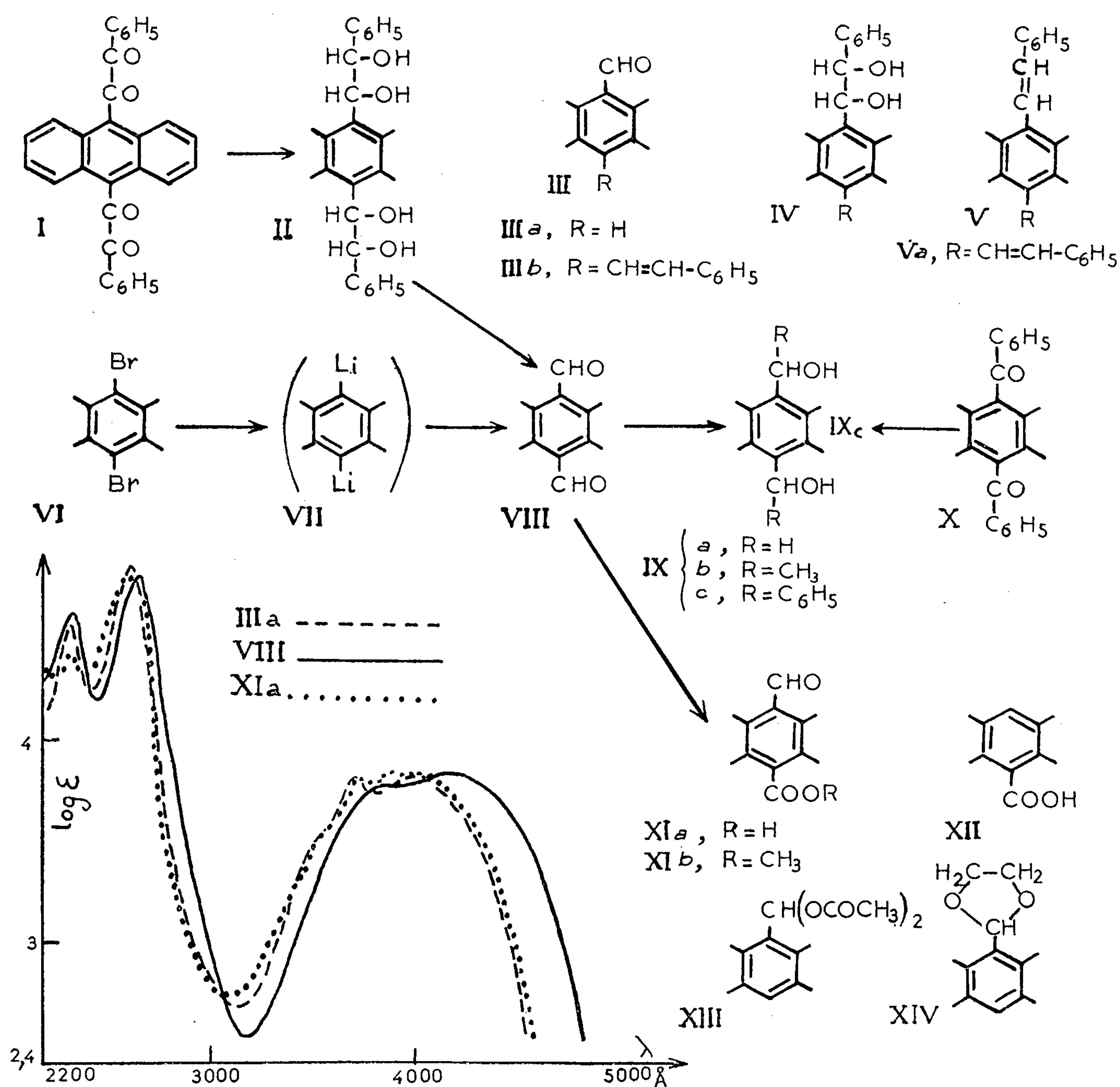
Scission du bis(dihydroxy-1'.2' phényl-2' éthyl)-9.10 anthracène, par les acides en styryl-10 anthraldéhyde, et par l'acide periodique en diformyl-9.10 anthracène. Synthèse de ce dialdéhyde par réaction du diméthylformamide sur le mésodilithien formé par échange entre le dibromo-9.10 anthracène et le *n*-butyllithium. Quelques réactions de ce dialdéhyde, avec AlH_4Li, la potasse et des organomagnésiens.

1. Les diols anthracéniques IV ont des propriétés bien particulières qui ont été signalées (1). Ils peuvent notamment subir une scission hydrolytique quand on les traite par l'acide acétique; il se forme des anthraldéhydes III. Ils peuvent également être réduits en hydrocarbures éthyléniques V par l'acide acétique contenant de l'iodure de potassium.

A ces diols est apparenté le tétrol II, ou bis(dihydroxy-1'.2' phényl-2' éthyl)-9.10 anthracène, $C_{30}H_{26}O_4$, dont nous avons obtenu un stéréoisomère pratiquement unique par réduction de la tétracétone correspondante (2), I, à l'aide d'aluminohydrure de lithium; c'est un corps jaune très clair, F_{inst} 276-277°. Nous l'avons soumis à l'action de l'acide acétique, pur ou en présence de chlorure ou d'iodure de potassium.

En nous basant sur ce qui avait été observé avec les diols IV, nous nous attendions à une double scission avec les deux premiers réactifs (acide pur ou additionné de ClK), devant conduire au dialdéhyde VIII, et à une double réduction en distyryl-9.10 anthracène (3), V*a*, avec le troisième réactif (CH_3CO_2H + IK).

Aucun de ces deux corps ne fut isolé dans ces réactions. Nous avons obtenu dans les trois cas du styryl-10 anthraldéhyde [1], III*b*, $C_{23}H_{16}O$. Ce corps semble se former par un processus comprenant, d'une part la scission d'une chaîne latérale, et d'autre part la réduction de l'autre. Il est curieux de noter que cette réduction se produit également en milieu non réducteur (CH_3CO_2H seul ou avec ClK), mais les rendements en composé III*b* sont plus faibles (respectivement 10 et 60 % environ) qu'en milieu réducteur (70 % avec IK).



2. La double scission des deux fonctions α-diol du tétrol II s'est produite par la réaction de Malaprade-Fleury à l'acide periodique. Le diformyl-9.10 anthracène obtenu, VIII, $C_{16}H_{10}O_2$, est orangé et fond à 244-245°. Ses solutions orangées ne sont pas fluorescentes; son spectre ultraviolet

présente un net effet bathochrome par rapport à celui de l'anthraldéhyde simple III*a*.

Nous avons essayé de l'obtenir par une voie synthétique afin d'en disposer de quantités suffisantes pour l'étude de ses propriétés.

Il ne fallait pas songer à formyler directement l'anthraldéhyde III*a* par le méthylformanilide et le chlorure de phosphoryle (Vilsmeier), le sommet méso non substitué étant désactivé pour ce genre de réaction électrophile. Nous avons constaté que le blocage de la fonction aldéhyde sous forme d'acylal ou d'acétal cyclique de l'éthanediol est insuffisant. En effet, le (diacétoxyméthyl)-9 anthracène, XIII, $C_{19}H_{16}O_4$, jaune très pâle, F_{inst} 199-200°, et le (dioxolanyl-1'.3'.2')-9 anthracène, XIV, $C_{17}H_{14}O_2$, jaune pâle, F_{inst} 142-143°, sont tous deux très facilement hydrolysés par les acides à température ambiante. Le premier est obtenu par action, sur l'anthraldéhyde III*a*, de l'anhydride acétique en présence de SO_4Cu, le second par chauffage de III*a* avec l'éthanediol contenant une trace d'acide *p*-toluènesulfonique.

Nous avons réussi à obtenir le dialdéhyde VIII en utilisant comme matière première le dibromo-9.10 anthracène VI. Suivant un procédé connu ([4]), ce corps fut transformé en anthranylènedilithium VII par échange avec le *n*-butyllithium. On fit ensuite réagir le méthylformanilide, ou mieux le diméthylformamide. Le rendement par rapport au dibromo-9.10 anthracène est assez bon (50 %), de telle sorte que nous avons là une méthode simple de préparation du dialdéhyde VIII, comprenant deux étapes à partir de l'anthracène.

Les propriétés chimiques que nous avons tout d'abord étudiées sont les suivantes.

La réduction par AlH_4Li donne le bis (hydroxyméthyl)-9.10 anthracène, IX*a*, $C_{16}H_{14}O_2$, déjà décrit ([5]).

L'iodure de méthylmagnésium donne facilement (Rdt 70-80 %) le bis (hydroxy-1' éthyl)-9.10 anthracène, IX*b*, $C_{18}H_{18}O_2$, F_{ins} 259-260°, jaune très pâle.

Le méthylithium donne le même diol IX*b*. Mais, dans ce cas, le diol est parfois accompagné d'une substance acide, que nous avons reconnue être l'acide formyl-10 anthroïque-9, XI*a*, $C_{16}H_{10}O_3$, F_{inst} 286-287°, jaune; son spectre ultraviolet est très voisin de celui de l'anthraldéhyde III*a*. La quantité de cet acide est variable; elle paraît augmenter (jusqu'à 20-25 %) avec l'excès de méthyllithium. Sans négliger le rôle possible des peroxydes pouvant exister au sein de la solution de lithien, on peut supposer que cet acide se forme par une réaction de Cannizzaro concernant une seule des deux fonctions aldéhyde. Le réactif qui aurait dû normalement produire une telle transformation, la potasse (en solution dans le méthanol), a effectivement donné le même acide, mais la technique opératoire est plus compliquée

et le rendement encore plus faible. L'autre produit de la dismutation, sans doute l'aldéhyde-alcool, n'a pu être isolé dans aucun cas; la fraction neutre, dans laquelle il devrait se trouver, est assez résineuse (surtout avec la potasse), et contient souvent de l'anthraquinone.

En vue de confirmer la formule de l'acide XI*a*, encore non décrit, nous avons fait un essai de formylation directe de l'acide anthroïque simple, XII, par la méthode de Vilsmeier; il fut totalement infructueux. Nous avons alors réduit par l'aluminohydrure de lithium l'ester méthylique XI*b*, $C_{17}H_{12}O_3$, F_{inst} 161-162° (obtenu à l'aide de diazométhane), ce qui nous a encore donné le bis(hydroxyméthyl)-9.10 anthracène IX*a*.

Le bromure de phénylmagnésium transforme le dialdéhyde VIII en le diol attendu (Rdt 50-60 %), le bis(hydroxybenzyl)-9.10 anthracène, $C_{28}H_{22}O_2$, IX*c*, F_{inst}298-299°. Ce corps est peu soluble dans la plupart des solvants, à l'exception notamment du tétrahydrofuranne, avec lequel il forme un solvate stable à chaud; l'éther ne le solvate pas. Le même diol, solvaté, est obtenu avec un rendement moyen (60 %) en réduisant par AlH_4Li le dibenzoyl-9.10 anthracène [6], X, en milieu tétrahydrofurannique. Le rendement en diol est faible (5 à 10 %) si on opère dans l'éther, car il se forme en plus un autre corps dont l'étude est en cours.

(*) Séance du 14 janvier 1957.

(1) G. Rio et A. Ranjon, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1471.

(2) G. Rio, *Ann. Chim.*, 9, 1954, p. 192.

(3) G. Rio, *ibid.*, p. 189.

(4) B. M. Mikhailoff, *Bull. Acad. Sc. U.R.S.S.*, Sect. Sc. Chim., 1948, p. 420.

(5) G. Rio, *Ann. Chim.*, 9, 1954, p. 230.

(6) J. W. Cook, *J. Chem. Soc.*, 1926, p. 1282.

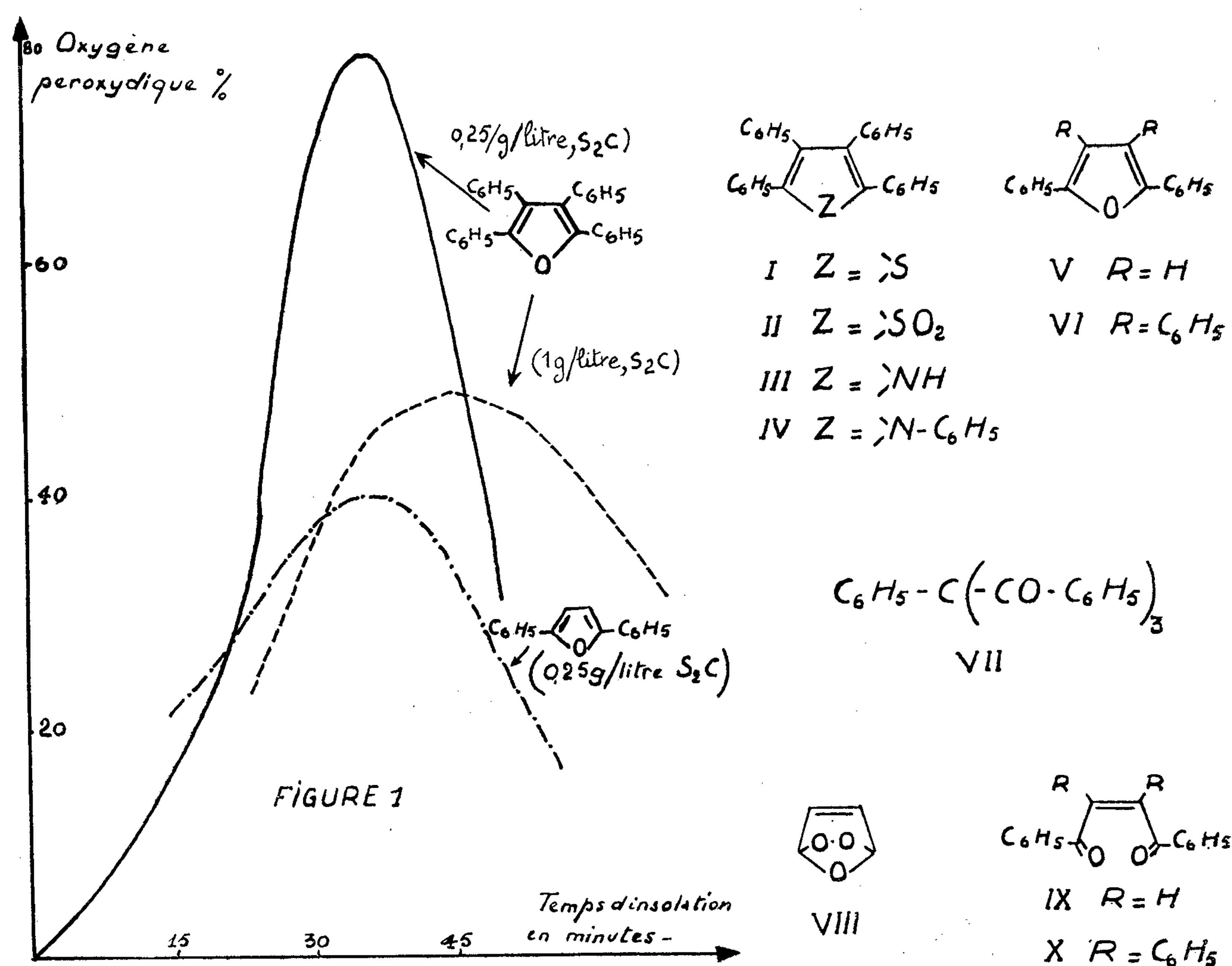
CHIMIE ORGANIQUE. — *Photooxydations de diènes monohétérocycliques pentagonaux, polyphénylés, en séries furannique, thiophénique et pyrrolique.* Note (*) de M. **Jacques Martel**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Comme premier objectif de l'oxygénation photochimique de pentadiènes monohétérocycliques, les photooxydes monomères de la série furannique ont été repérés et étudiés en solution mère. On a démontré que leur constitution était, en fait, normale et découlait, comme en série acénique, de l'accrochage d'une molécule d'oxygène aux extrémités du système diènique.

Le premier photooxyde observé chez un diène monohétérocyclique pentagonal polyphénylé est celui du diphénylisobenzofuranne [1]. D'autres, non isolés, sont à considérer comme les intermédiaires des photooxydations des corps thiophénique [2] et pyrrolique [3] correspondants. Dans les trois cas il s'agit de benzodérivés des hétérocycles.

Nous avons étudié les séries simples, sans accolement benzénique, mais avec présence de phényles sur les sommets carbonés, au moins aux deux extrémités du diène, en vue d'éviter les inconvénients du proton sur les stabilités des photooxydes.

a. En séries thiophénique et pyrrolique, ou bien la photooxydation n'a pas lieu par irradiation intense aux lampes à incandescence, en solutions sulfocarboniques à 1 g/l (ou moins), cas du tétraphénylthiophène, I, et du pentaphénylpyrrole, IV, ou bien elle aboutit à des résines, sans corps défini, cas de la sulfone thiophénique, II, et du tétraphénylpyrrole, III.



b. La photooxydation en série furannique a retenu plus longtemps notre attention. Elle avait déjà fait l'objet, de la part de Schenck et ses collaborateurs ([4]), d'importants travaux ayant donné des résultats fort intéressants. Nous avons cru devoir, cependant, reprendre les études sur le diphényl-2.5 furanne, V, et sur le corps tétraphénylé-2.3.4.5, VI, en raison des conclusions tirées par l'auteur de ses expériences. D'après Schenck, en effet, le photooxyde furannique n'aurait pas la composition normale des autres photooxydes, c'est-à-dire une molécule d'oxygène par molécule de substrat, soit Fur O_2 (« Fur » désignant le substrat furan-

nique), mais la composition Fur_2O_2, avec une molécule seulement d'oxygène pour deux de furanne. Il y avait là un point de doctrine à préciser, la composition Fur_2O_2 excluant la formule normale de type VIII, avec la molécule d'oxygène fixée en pont aux extrémités du diène. De plus, alors que le photooxyde du corps diphénylé, V, se transforme très normalement en corps dicétonique, IX, comme le laisse prévoir sa constitution ozonidique de type VIII, celui du corps tétraphénylé, VI, se transformerait paradoxalement, non pas en la dicétone attendue, X, mais en une tricétone, VII, résultant elle-même d'un réarrangement plutôt singulier ([5]).

c. On a mis en œuvre la technique ayant fait ses preuves dans la préparation des photooxydes acéniques, savoir : irradiation intense de solutions sulfocarboniques très diluées (parfois jusqu'à 0,25 g/l) sans adjuvant. Les progrès de la réaction ont été suivis par des dosages, à l'iodure de potassium acétique, de l'oxygène actif, compté à raison d'un atome par molécule de photooxyde (*voir* plus loin). La figure 1 montre les variations de ce pouvoir oxydant en fonction de la durée d'irradiation. On y voit, tout d'abord, l'utilité de la dilution, puis l'influence favorable des phényles comme garnissage des sommets du noyau furannique; il en ressort, enfin, une vive destruction du peroxyde, à une vitesse assez peu inférieure à celle de sa formation. Cette décomposition est lente à l'obscurité : une perte de moitié, qui se fait en quelques minutes à la lumière, n'a lieu qu'en 24 h à l'obscurité. La lumière est donc un agent énergique de destruction du photooxyde. Ceci explique les bons effets de l'extrême dilution, qui, en accélérant la photooxydation, permet de réduire la durée de l'action lumineuse et de ses effets pernicieux.

Pas plus dans un cas que dans l'autre il n'a été possible d'isoler le photooxyde, ni même de l'entrevoir. La concentration très soigneuse, par évaporation du solvant sous vide à la température ambiante, ne laisse, au maximum, que 10 % de l'activité peroxydique. Une telle instabilité n'a rien de surprenant pour un ozonide de type VIII, quand il n'est pas stabilisé par un accolement benzénique, comme il en est pour le diphénylisobenzofuranne mentionné au début. Malgré tout, on a tenté de retarder cette décomposition spontanée par l'emploi d'inhibiteurs. L'acétanilide, l'un des protecteurs connus de l'eau oxygénée, a donné des résultats encourageants : à la dose de 100 % de tétraphénylfuranne, sans rien changer quant à la formation du photooxyde, il conserve dans le résidu sec de la concentration à froid environ les deux tiers de l'oxygène actif contenu initialement dans la solution irradiée. Toutefois, même en présence de ce stabilisateur, le photooxyde ne se trouve pas encore dans le résidu à une teneur suffisante pour déterminer sa cristallisation.

d. La composition et la structure du photooxyde tétraphénylfurannique découlent des dosages de l'oxygène actif et de leur confrontation avec la

nature du produit résultant de la réduction, ainsi qu'avec les rendements de cette réaction.

Si le photooxyde a la formule normale de type ozonidique, VIII, correspondant à la composition Fur O_2, il devra donner un atome d'oxygène actif par molécule de furanne, avec production d'une molécule de dicétone éthylénique, le dibenzoylstilbène-cis, X. Mais, s'il a la formule $Fur_2\,O_2$, son devenir apparaît plus difficile à prédire; cependant, en tout état de cause, les productions *simultanées* d'oxygène actif et de dicétone ne peuvent atteindre au maximum que la moitié des précédentes, donc 50 %, soit un demi-atome d'oxygène actif et une demi-molécule de dicétone par molécule de furanne soumise à la photooxydation. Or nos expériences sont catégoriques à cet égard : les deux rendements ont dépassé assez largement la valeur critique de 50 % pour qu'aucun doute ne subsiste quant aux conclusions à en tirer. Ainsi une solution ayant abandonné à l'iodure de potassium acétique 60 % d'oxygène actif (un atome par Fur) a fourni, comme résultat de cette réduction, 64 % de corps dibenzoylé pur, l'excédent de ce corps par rapport au peroxyde étant dû à la décomposition de celui-ci au cours de l'irradiation.

La tricétone VII, signalée par Schenck, n'a jamais été trouvée, en dépit de recherches minutieuses : elle n'est donc pas le produit direct de la photooxydation.

Le photooxyde du diphényl-2.5 furanne, V, est trop peu stable pour se prêter à la même démonstration quantitative que son analogue tétraphénylé.

Mais son comportement est, qualitativement, tout à fait semblable (réduction par l'iodure acétique en dibenzoyléthylène-cis, IX), ce qui lui assigne la même constitution ozonidique, VIII.

En résumé, bien que l'on n'ait pas encore réussi à isoler un photooxyde de diène monohétérocyclique pentagonal, on pense être en mesure d'affirmer que la photooxydation, quand elle a lieu, se produit chez ces diènes, comme chez les cyclopentadiènes et les acènes, par accrochage en pont de la molécule d'oxygène aux extrémités du diène cyclique.

(1) CH. DUFRAISSE et S. ECARY, *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 735.
(2) CH. DUFRAISSE et D. DANIEL, *Bull. Soc. Chim.*, 4, 1937, p. 2063.
(3) W. THEILACKER et W. SCHMIDT, *Ann.*, 597, 1955, p. 95.
(4) G. O. SCHENCK, *Ann.*, 584, 1953, p. 156.
(5) G. O. SCHENCK, *Angew. Ch.*, 60, 1948, p. 244.

GÉOLOGIE. — *Remarques sur la tectonique de la partie normande du Massif Armoricain.* Note de M. **Maurice-J. Graindor**, présentée par M. Paul Fallot.

L'existence de chevauchements dans la région située entre Mortain et Alençon et l'analogie structurale des divers synclinaux paléozoïques de Normandie ouvrent des perspectives vers l'identification des diverses phases orogéniques ayant affecté le Paléozoïque du Nord-Est du Massif Armoricain.

La tectonique de la partie normande du Massif Armoricain a été analysée surtout par A. Bigot qui a attiré l'attention sur l'existence de « mouvements tangentiels avec déplacements horizontaux » et admettait que « les lignes de contact anormal qui limitent du côté du Nord les synclinaux paléozoïques doivent être interprétées comme la trace sur la surface topographique, de la surface des plans de chevauchement qui peuvent être comparés aux *thrust planes* des Highlands d'Écosse » [1]. Selon le même auteur, ces mouvements seraient dus à une poussée du Sud vers le Nord, sauf dans le Nord du Cotentin où les poussées sont dirigées du Nord vers le Sud [2]. Cette interprétation pour la région de Cherbourg paraît indiscutable, encore qu'incomplète car, dans la Hague, ces mouvements ont déterminé, semble-t-il, des imbrications justifiant l'extension à l'affleurement de certaines formations comme les grès feldspathiques au Sud de Beaumont et à l'Ouest de Sainte-Croix-Hague.

Dans les autres synclinaux à formations paléozoïques postérieures au Briovérien, je considère qu'il faut attribuer à une poussée du Nord vers le Sud les chevauchements du Briovérien ou des granites sur le flanc Nord de ces synclinaux.

Une étude récente, avec des levés, aussi précis que le permettent les conjonctures, et l'exécution de 25 coupes transversales réalisées à travers les synclinaux de La Ferrière-aux-Étangs et de Bagnoles-de-l'Orne, m'a amené à une conclusion opposée à celle de A. Bigot sur le sens des chevauchements.

La région analysée est située entre Mortain et Alençon où se trouve un massif ancien, admis depuis A. Bigot [3], massif qui demeura longtemps émergé, jusqu'à l'Ordovicien. L'érosion antécambrienne et cambrienne de ce massif a fourni les éléments d'une sédimentation particulièrement riche en feldspaths [4]. Sur ces formations orientées Est-Ouest (les granites sont syntectoniques des plissements cadomiens) reposent en discordance les assises siluriennes et dévoniennes des synclinaux de Le Chatelier-La Ferrière-aux-Étangs et de Domfront-Bagnoles-de-l'Orne dont l'orientation initiale était Nord-Nord-Ouest Sud-Sud-Est; par suite d'un *accident oblique* qui affecte surtout le synclinal de La Ferrière-aux-Étangs, celui-ci

prend une direction Nord-Ouest-Sud-Est. Un même accident oblique affecte le synclinal de Domfront-Bagnoles-de-l'Orne, mais de manière beaucoup moins marquée. Ces deux synclinaux, sans que la cause en soit actuellement expliquée, subissent un renversement et sont basculés localement vers le Nord, à l'Ouest de La Ferrière-aux-Étangs pour l'un et à l'Ouest de Domfront pour l'autre.

Bien que l'analyse structurale en soit rendue difficile du fait de la médiocrité des affleurements au contact des bords nord de ces synclinaux avec le massif ancien, une carrière, à Mont Albert, au nord de Saint-Michel-des-Andaines, permet d'observer le flanc Nord renversé du synclinal de La Ferrière (pendage de 60° Nord) dans le grès armoricain. Ce flanc nord existe sur plus de 2 km et disparaît au Nord-Ouest et au Sud-Est, chevauché par le Briovérien.

De plus, à l'Ouest et à l'Est de Saint-Michel-des-Andaines, on peut dénombrer au moins cinq grands lambeaux de grès armoricain (d'environ 500 m de long sur 200 m de large) flottant sur le Gothlandien ou le Gédinnien par l'intermédiaire d'une brèche d'écrasement. Ces lambeaux ne paraissent pouvoir venir que du Nord. A l'appui de cette hypothèse, il faut noter l'existence, en plus des lambeaux signalés ci-dessus, d'une série d'affleurements de grès armoricain entre Magny-le-Désert er Orgères, au Nord-Est de Saint-Michel-des-Andaines, qui jalonnent une courbe idéale raccordant le flanc nord du synclinal de La Ferrière-aux-Étangs à celui de la forêt de Monaye. Le flanc nord de ce dernier est très écrasé et le grès armoricain y est pincé en trois écailles espacées le long du contact avec les formations antécambriennes. Le chevauchement atteint en plan son maximum visible à la flèche de la courbe qui passe par Saint-Michel-des-Andaines et permet d'estimer que le lambeau le plus avancé est à une distance de 3 km du contact anormal situé au Nord du synclinal.

Le synclinal de Domfront-Bagnoles-de-l'Orne subit aussi une poussée analogue du Nord-Est vers le Sud-Ouest, mais beaucoup plus atténuée, entre Perrou et Domfront.

Comme l'a indiqué A. Bigot ([3]), ces synclinaux sont bien affectés de failles obliques à surface pendant vers le Sud provoquant une variation d'épaisseur, surtout du grès armoricain et du grès de May, par une répétition des assises due à ces failles. Mais ces failles sont *normales* et traduisent des réajustements.

Outre ces données observées, il convient d'ajouter que l'existence de chevauchements du Sud vers le Nord s'accorderait mal avec la présence, au Sud de ces synclinaux, de la partie la plus élevée du massif ancien.

Il existe donc dans cette partie de la Basse-Normandie les indices de trois phases tectoniques, la plus ancienne appartenant aux mouvements cadomiens et ayant affecté le Briovérien et les granites. Les deux autres

ne peuvent être datées que relativement : la plus ancienne ayant plissé les synclinaux à formations allant de l'Ordovicien au Gédinnien inclus, la plus récente provoquant des chevauchements, obliques par rapport à ces synclinaux, et postérieurs à leur plissement.

Des observations analogues pourraient être faites dans toute la Normandie. Les mouvements rappelés ci-dessus pour la région de la Hague affectent aussi les synclinaux du Cotentin, parmi lesquels celui de Lessay, carbonifère, et celui de Regnéville à formations appartenant au Dinantien, ce qui assigne une limite inférieure à ces mouvements provoquant les chevauchements : ils ne peuvent être antérieurs aux mouvements sudètes.

Les données résumées ici montrent qu'on parait s'approcher du moment où pourra être établie une discrimination entre les diverses phases orogéniques ayant affecté le Nord-Est du Massif Armoricain.

(1) A. Bigot, *Congr. Géol. Intern.*, *C. R. XIII^e sess.*, 1922, p. 380-386.
(2) A. Bigot, *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 515.
(3) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, (4), 4, 1904, p. 908-953.
(4) M. J. Graindor, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 504.

GÉOLOGIE. — *La série dinantienne du Morvan.*

Note de M. **Jean Guffroy**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Le Tournaisien n'est pas représenté dans le Morvan, contrairement aux idées anciennement admises. La série dinantienne y est tout entière d'âge viséen.

Jusqu'à ce jour, on considérait le Dinantien du Morvan comme comprenant les deux étages : Tournaisien et Viséen.

La distinction d'une série inférieure d'âge tournaisien reposait sur l'existence, au sein des sédiments situés à la base de ce Dinantien, d'une riche faune de Brachiopodes, parmi lesquels un *Spirifier*, rapporté à l'espèce caractéristique du Tournaisien, *Spirifer tornacensis*, par A. Julien (1) et, à sa suite, mais non sans quelque hésitation, il convient de le remarquer, par A. Michel-Lévy dans son ouvrage capital sur les terrains primaires du Morvan (2).

Or, la révision de cette faune m'a révélé qu'il s'agit, en réalité, d'une part, d'espèces pouvant se rencontrer à un niveau quelconque du Dinantien (par exemple *Tylothyris laminosa* Mc Coy, *Syringothyris cuspidatus* Martin), mais d'autre part, d'une grande majorité d'espèces viséennes, entre autres : *Spirifer bisulcatus* Sowerby, *Sp. trigonalis* Martin, attribués par erreur au (ou rapprochés du) *Sp. tornacensis* de la faune de Tournai. En fait, ils appartiennent au groupe des Spirifers à côtes bifurquées, bien différents de la lignée des *Sp. verneuili* et *Sp. tornacensis*.

Par suite, on est amené à considérer comme d'âge viséen toute la série dinantienne du Morvan. Et l'absence de grands *Productus*, parmi les nombreux échantillons de cette faune, incite même, au moins provisoirement, à rapporter les schistes fossilifères, décrits par A. Michel-Lévy, à la partie inférieure de cet étage.

A l'aide de mes observations personnelles et des données fournies par les travaux de A. Michel-Lévy, on peut résumer la succession stratigraphique des sédiments paléozoïques fossilifères du Morvan, antérieurs au Terrain houiller, de la façon suivante :

VISÉEN SUPÉRIEUR :

IV. « *Tufs microgranulitiques* » (= « Tufs anthracifères ») [3].

VISÉEN INFÉRIEUR :

III. « *Orthophyres* » (= trachytes) *de la Vieille Montagne* (près de Saint-Honoré-les-Bains), de Boucharin (à 2 km au Sud-Est de Savigny-Poil-Fol). « Tufs et brèches orthophyriques » de Savigny-Poil-Fol. Grès et poudingues.

II. *Schistes de Saint-Seine* [4], d'Apussy (à 2 km au Nord de Ternant), de la Varville (près d'Avrée), de La Forge de la Loge (à 1 km au Nord de Saint-Seine), à *Spirifer bisulcatus* Sow (ex. *tornacensis*), *Productus pustulosus* Phill., *Phillipsia derbyensis* Martin (La Forge de la Loge).

I. *Poudingues de Bourbon-Lancy* (Ternant, Conneuf), à galets de quartzites, de grès, d'arkoses, de lydiennes, de quartz, d'albitophyres, selon les points considérés. Intercalations schisteuses ou arkosiques, en particulier arkoses ou grès à plantes de Saint-Aubin-sur-Loire, de Charmes (à 3 km de Saint-Aubin).

Discordance bretonne (= lacune du Tournaisien).

FAMENNIEN. — Schistes à *Beyrichia* et *Cymaclymenia*, avec coulées et tufs d' « albitophyres » (= Trachytes albitiques) [5].

FRASNIEN. — Calcaire et calcaire dolomitique de Diou, Gilly, en lentilles récifales, à *Rhynchonella cuboïdes*.

Le calcaire frasnien forme, dans le Morvan, le noyau des anticlinaux, de sorte que l'on ignore actuellement s'il existe des formations dévoniennes fossilifères plus anciennes.

On connaît, toutefois, du Viséen directement transgressif sur des gneiss redressés, d'une part, dans la région de Tarare (Loire), d'autre part, en Auvergne.

Désormais, tout le Carbonifère du Morvan étant d'âge viséen, il n'y a plus d'argument sérieux pour séparer, comme avait dû le faire A. Michel-Lévy, les lentilles calcaires à *Endothyra* de Cussy-en-Morvan et de l'Huis-Prunelle (à 3 km au Sud-Ouest de Gien-sur-Cure), — précédemment seules attribuées, avec les « Tufs microgranulitiques », au Viséen — de l'étage des schistes de Saint-Seine à *Spirifer*. Plus simplement, on peut considérer ces épisodes calcaires comme insérés dans cet étage. Inconnus au Sud du Morvan, mais connus à Recoulon [6] dans l'étage à Spirifers, ces calcaires apparaissent, à Cussy, comme des reliques du Viséen ayant

échappé au métamorphisme. Ces mêmes calcaires, du Viséen inférieur, se développent plus au Sud dans la région de Tarare [à Azolette en particulier ([7])], où ils ont fourni *Chonetes comoïdes* Sow., espèce caractéristique de ce niveau.

Des recherches ultérieures me permettront peut-être de préciser, s'il y a lieu, la succession stratigraphique donnée ci-dessus et d'établir la répartition des différents faciès dans le Morvan.

Conclusions. — Le Viséen inférieur du Morvan se présente donc comme un cycle sédimentaire simple, débutant par une série détritique transgressive (I), ayant son paroxysme avec l'étage des schistes et calcaires (II), et se terminant par un étage de régression, de nouveau détritique (III), accompagné de venues orthophyriques.

Quant au Viséen supérieur, dominé par les éruptions rhyolito-dacitiques du Morvan, c'est un complexe où les formations continentales (intercalations charbonneuses de Ménessaire) alternent avec des dépôts marins (schistes à *Productus*).

Les progrès récents de la stratigraphie, en particulier les révisions faites par M^gr^ G. Delépine et d'autres auteurs, ont fait apparaître, tant dans le Massif Armoricain que dans le Massif Central, la Montagne Noire, les Pyrénées et les Vosges ([8]), que le Carbonifère marin y était limité à la transgression viséenne et que le Tournaisien y faisait défaut. Dans toutes ces régions, la transgression marine carbonifère a succédé à une lacune (absence du Tournaisien et parfois du Dévonien supérieur) marquant une période d'émersion qui correspond à la phase orogénique bretonne. Seul le Morvan demeurait une exception. Il entre désormais dans le cadre paléogéographique général, qui fait de la Cordillère de l'Europe moyenne, surgie à la fin du Dinantien (phase orogénique sudète) une région qui fut déjà soumise tout entière à une émersion temporaire à la fin du Dévonien.

([1]) *Comptes rendus*, 110, 1890, p. 736, et *Le terrain carbonifère marin de la France centrale*, 1896.

([2]) *Thèses Sc.*, Paris, 1908.

([3]) L'assise des « Tufs anthracifères » a livré dans le Forez, près de l'Ardoisière, à M. Chichery, des fossiles dans une intercalation schisteuse, parmi lesquels *Productus giganteus* et *Prod. latissimus*, ce qui confirme son âge Viséen supérieur (J. Jung, M. Chichery et O. Vachias, *Mém. Soc. géol. Fr.*, n° 38, 1939, p. 7).

([4]) Cette assise schisteuse renferme les niveaux de lydiennes à Radiolaires signalés par A. Michel-Lévy (*Comptes rendus*, 188, 1929, p. 806), aux environs de Bourbon-Lancy, à Ternant et plus au Nord : Les Creux (à environ 2,5 km à l'Est d'Anost), Cussy-en-Morvan (à 6 km à l'Est-Nord-Est d'Anost).

([5]) Ces tufs seraient entremêlés de quelques minces bancs de lydiennes, aux environs des Jocquets et des Jollinets (à 6 km à l'Est de Saint-Aubin) (A. Michel-Lévy, *Thèses Sc.*, Paris, 1908, p. 25).

([6]) A Recoulon (an Sud-Est d'Avrée), en effet, à mi-chemin entre les gisements de

Bourbon-Lancy et ceux de Cussy, existent, dans les schistes à Spirifer, des bancs de calcaire noir et de calcschistes à Fenestelles, *Rhabdomeson*, *Orthothetes crenistria* et plantes; ce sont les « schistes noirs, durcis et micacés » de A. Michel-Lévy (*loc. cit.*, p. 48).

(7) A. MICHEL-LÉVY, *Thèses Sc.*, Paris, 1908, p. 157.

(8) P. CORSIN, C. GAGNY et M. MATTAUER, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1908.

GÉOLOGIE. — *Utilisation des amphibolites pour interpréter la tectonique du Bocage vendéen*. Note de M. **GILBERT MATHIEU**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La mise au point des contours des deuxièmes éditions des cartes géologiques de Nantes et de La Rochelle au 1/320 000e qui comprennent la totalité du Bocage vendéen fait apparaître des analogies de structure entre les diverses parties du Massif primaire au Sud de la vallée de la Loire.

1. *Anticlinaux principaux.* — Trois accidents anticlinaux majeurs présentent le même style tectonique et produisent le même effet dans la partie centrale du Bocage vendéen, amenant le retour périodique en affleurement des amphibolites.

1° L'anticlinal de Clisson, Torfou-Tiffanges, Saint-Amand-sur-Sèvre met en contact, au Nord, les gneiss à deux micas, les amphibolites granulitisées de Vallet Montfauçon avec le Briovérien séricitique (micaschistes supérieurs) des Mauges. On observe la présence de migmatites hétérogènes sur le bord Nord faillé.

2° De même le pli-faille anticlinal de Montaigu-Vendée à Bazoges-en-Paillers fait buter les gneiss de Montaigu, puis les amphibolites de Saint-Georges-de-Montaigu et Pont-Légé, contre le Briovérien non métamorphique de la Guyonnière.

3° L'anticlinal très allongé débutant à Mervent pour remonter vers Paimbœuf, par les Essarts et Rocheservière, fait affronter les gneiss supérieurs et diverses lentilles d'amphibolites avec le Carbonifère, le Cambrien, le Silurien ou même le Dévonien de la fosse de Chantonnay.

Ces anticlinaux sont tous trois de style assez vertical, poussés du Sud-Ouest vers le Nord-Est, avec petites amandes de granulite écrasée dont les plus typiques sont celles de la Mouhée au Sud de Chantonnay et de Mervent.

2. *Alignement principal des roches vertes du Bocage vendéen.* — La structure du Massif armoricain au Sud de la Loire peut être éclaircie par l'étude de la répétition des bandes d'amphibolites dans lesquelles Ch. Barrois a vu un ancien sédiment de base du Briovérien riche en éléments ferromagnésiens. Il en a donné une carte (1) estimant la puissance des amphibolites à 500 m (chiffre qui semble un minimum à Saint-Georges-de-Montaigu). A travers le Bocage vendéen, puis la Gâtine de Parthenay,

nous constatons un alignement constant en direction Nord-Ouest-Sud-Est de lentilles de roches basiques à amphibole. En allant de la Bretagne au Bassin d'Aquitaine nous avons :

1° Amphibolites de Vertou, la Haie-Fouessière, Vallet, Montfauçon;

2° Lentilles de diorite du Puy-Saint-Bonnet à Châtillon-sur-Sèvre;

3° Amandes de diorite de Cirières (à l'Ouest de Bressuire);

4° Enclaves d'amphibolite de Laubreçais à l'intérieur du granite (au Nord de Clessé) et d'Adilly;

5° Amandes de diorite du Tallud (Ouest de Parthenay);

6° Multiples amandes de diorite de Saint-Lin et Soutiers-en-Gâtine (entre Parthenay et Saint-Maixent).

La position des amphibolites par rapport aux axes des plis, en les considérant comme situées à la base du Briovérien, permettrait d'apprécier l'ampleur des anticlinaux. Ainsi l'anticlinal de Parthenay [2], de style assez vertical, bordé de mylonites (Pont-Rousseau à l'Ouest, étang de l'Orgère à l'Est) et à noyau de granite granulitique, présente sur ses deux flancs des lentilles de diorite. On peut donc penser que l'anticlinal des Cornouailles joue dans la partie profonde de l'Infra-cambrien [3]; l'anticlinal de Parthenay ferait le prolongement de celui de Torfou-Tiffanges, tandis que l'anticlinal de Montaigu se dirige sur Pouzauges, puis Secondigny-en-Gâtine.

3. *Bandes d'amphibolites entre le Val de Loire et la côte atlantique.* — Les répétitions de l'horizon basique du Briovérien inférieur nous donnent successivement :

1° Bande du Lorroux-Bottereau, Saint-Christophe-de-la-Couperie (direction du Léon);

2° Bande de Vallet, Montfauçon, Laubreçais, Soutiers;

3° Bande de Montaigu, Saint-Georges, Pont-Légé;

4° Bande de la forêt de Mervent, les Essarts, Saint-Denis-la-Chevasse, Rocheservière (bande de Paimbœuf de Ch. Barrois);

5° Bande du Fenouiller (au Nord de Saint-Gilles).

En dehors de ces alignements et dans l'éventail des plis qui s'ouvrent à l'Est, entre l'axe granulitique principal des Deux-Sèvres et Thouars, il y a dans la vallée du Thouet la masse importante des amphibolites de Louin à Airvault qui sont en réalité des diorites écrasées et appartiennent à la bande de roches basiques exploitées à l'Ouest, dans la vallée du Thouaret, par les grandes carrières de microdiorites de Saint-Varent.

En outre, les deux massifs de gabbro du Pallet (région nantaise) [4] et de Massais-Bouillé-Saint-Paul dans le Thouarsais constituent, avec les éclogites du Lac de Grand Lieu, un alignement Est-Ouest. Les gabbros sont postérieurs au Briovérien et antérieurs aux granites carbonifères.

Les roches vertes basiques d'âge divers forment des traînées, soit en

direction du Léon, soit en direction armoricaine; elles donnent des arguments sur l'importance des ridements carbonifères.

(1) CH. BARROIS, *Bull. Carte géol. France*, 27, n° 187, 1932, p. 39-43.
(2) G. MATHIEU, *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 424.
(3) P. PRUVOST, *Ann. Hébert et Haug*, 7, 1949, p. 348.
(4) A. LACROIX, *Bull. Serv. Carte Géol.*, 10, n° 67, 1898.

GÉOLOGIE. — *Le conglomérat sidérolithique de Doyet-Montvicq* (*Allier*).
Note de M. **MARC DESCHAMPS**, présentée par M. Pierre Pruvost.

En Bourbonnais, l'Arkose de Cosne, qui représente le Sidérolithique, repose sur le Stéphanien, à Montvicq (Allier), par l'intermédiaire d'un conglomérat dont les caractères pétrographiques permettent de le distinguer des conglomérats et arkoses du Houiller.

En dépit d'observations répétées, des savants comme A. Dollfus, H. Fayol et L. de Launay ne sont jamais parvenus à se mettre d'accord sur l'âge des morts-terrains du Bassin houiller de Commentry (1) et sur les rapports de l'arkose de Cosne avec les autres formations voisines, saxoniennes, triasiques, hettangiennes et sidérolithiques.

C'est ainsi que sur la route nationale de Montluçon à Moulins, en face du village de Montvicq, une carrière dite « La Souche », a longuement retenu l'attention de L. de Launay (2), qui, décrivant la roche de Montvicq, fait remarquer qu'elle est « en relations avec des phénomènes hydrothermaux », qu'elle est « identique aux argiles et aux grès sidérolithiques de la vallée du Cher » (feuille de Montluçon Nord-Ouest) et dont, ajoute-t-il, « les considérations stratigraphiques ont seules permis de les distinguer ». En réalité, ces considérations consistaient en la présence supposée de plantes permo-houillères, argument dont nous avons fait précédemment justice (3).

J'ai donc repris, sur les conseils de M. P. Pruvost, l'étude de ce complexe de morts-terrains.

1. *L'arkose de Cosne supporte directement les calcaires lacustres du Berry.* — On constate, en effet, que ces calcaires reposent en lambeaux sur l'arkose de Cosne, rouge ou blanche, à 2,500 km au Sud-Est de Chamblet, lieu dit Bouchat (feuille de Montluçon); ces bancs comportent des lits de silex fortement disloqués assis sur un calcaire blanc grumeleux concrétionné et séparés par des marnes verdâtres, au milieu desquelles on trouve encore des blocs de meulières calcédonieuses. L'arkose qui supporte ces calcaires leur est nettement associée, ce qui explique que L. de Launay ait insisté sur les rapports de l'arkose de Cosne avec les formations rouges sidéro-

lithiques. D'ailleurs, en bordure du massif ancien faillé de la vallée du Cher, j'ai observé au Château de Magnette, à l'orée du Bois d'Aude, la même superposition des calcaires du Berry ($m_{_{III}}a$) et des argiles et grès en ce point notés comme sidérolithiques ($m_{_{III}}b$). Non loin de Montvicq, à Commentry, à l'orifice de la galerie d'écoulement de la mine, Boulanger ([4]) a signalé en 1844 la présence d'un calcaire, maintenant invisible. Il doit reposer sur l'arkose de Cosne qui forme, à Commentry même, la pointe comprise entre la porphyrite de Saint-Front et les chemins du Vieux-Bourg et de Colombier.

2. *Caractères du conglomérat de base.* — En plusieurs points, j'ai suivi et cartographié le conglomérat de base de l'arkose de Cosne : à Doyet-Guignardière, où il s'appuie à la fois sur le granite et le gneiss, à la carrière de la Souche-Montvicq, déjà signalée ci-dessus, où l'on voit le repos de la série de Cosne sur le Houiller incliné à 10° au Sud, puis à la carrière du Puits Sainte-Marie à Montvicq, où elle repose également sur le Houiller. Ses caractères sont nettement différents de ceux des sédiments houillers. A la Souche-Montvicq, au-dessus du conglomérat, l'assise sidérolithique est faite essentiellement d'arkose de couleur grise, disposée en nappes subhorizontales, à cheval sur le granite et le Stéphanien supérieur. Elle est composée d'orthoses blanc nacré, englobées dans un ciment d'opale et de calcédonite, puis entourées d'un matériel plus fin, de nature quartzo-feldspathique, issu probablement des granites à orthoses blanches du massif de Varennes (feuille de Clermont, zone Sud). Sa puissance est de 1 à 3 m. Elle admet des lits plus fins à muscovites noyées dans un même ciment d'opale, alternant avec une arkose grossière. A la limite de ces deux dépôts, s'intercale une zone rubannée de silice colloïdale imprégnée d'hydroxydes (gœthite et lépidocrocite), en dessous de laquelle on voit une traînée de sables fins argileux.

A la base de l'arkose et en lits peu épais, interstratifiés, apparaît une première couche d'argilolite de 3 cm d'épaisseur, une lentille de kaolin pulvérulent où sont associés des galets de quartz, de quartzites et de chailles jurassiques, de 2 à 4 cm de longueur. Un deuxième passage d'argilolite, de même épaisseur que la précédente s'observe, cette fois, en plein poudingue. Au point où cette argilolite vient au contact immédiat du Houiller schisteux, j'y ai retrouvé des empreintes de plantes, telles que *Annularia longifolia*, *Annularia sphenophylloides*, *Calamites suckowi*, *Pecopteris polymorpha*, là même où de Launay avait fait des observations identiques.

Le conglomérat polygénique a donc incorporé des blocs de schistes houillers, altérés en argiles. Incliné de 5° au Nord-Ouest, il a une constitution minéralogique analogue à l'arkose précédemment décrite. On y trouve, en plus des plagioclases, tels que l'oligoclase, l'albite, l'andésine, des

minéraux lourds comme le zircon, la tourmaline et la brookite. Ainsi, l'érosion de la surface hercynienne a mélangé des blocs de schistes houillers et des grès à débris de plantes houillères aux cailloux cristallins du conglomérat. Mais la présence également incontestable, aussi bien dans le conglomérat que dans les assises contemporaines, de galets de silex jurassiques, de minéraux issus du Permo-trias (tourmaline, zircon), ainsi que des blocs de grès rouges à ciment de limonite (Sidérolithique remanié), établit pétrographiquement l'âge tertiaire de l'arkose de Cosne et de sa formation de base.

Ajoutons que ce conglomérat se charge vers le Sud de galets variés, tels que : granites à biotite, pegmatites à tourmaline, gneiss supérieurs, micaschistes, quartzites micacés, etc. A la carrière du Puits Sainte-Marie, les apports de roches métamorphiques prédominent, tandis que des venues ferrugineuses et des dépôts de nature calcédonitique ont altéré le matériel sédimentaire antérieurement consolidé.

Conclusions. — Ainsi, dans le Sud de la feuille de Moulins, la sédimentation continentale sidérolithique devient de plus en plus grossière. C'est un sidérolithique de transport. C'est pourquoi nous désignons sous le nom de *conglomérat de Doyet-Montvicq*, cette assise de base de l'arkose de Cosne et du Sidérolithique bourbonnais. Et ce faciès grossier est susceptible d'envahir la formation dans la direction du Sud et de l'Ouest.

(1) A. Brongniart, H. Fayol et L. de Launay, *Description du Bassin de Commentry*, 1887.

(2) *Bull. Serv. Carte géol. Fr.*, n° 30, 1892-1893, p. 18.

(3) L. Bougnières, M. Deschamps et P. Pruvost, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1361.

(4) *Statistique géologique de l'Allier*, 1844.

GÉOLOGIE. — *Sur l'abrasion d'un paléodelta amazonien.*

Note de M. **Jean Pimienta**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Ayant observé une avancée marine actuelle sur la côte Sud de l'estuaire de l'Amazone, l'auteur pense qu'elle a pu submerger un ancien delta. En effet, la sédimentation subsidente, remplissant depuis le Secondaire la partie la plus aval du *graben* de l'Amazone, est typiquement deltaïque, avec des cyclothèmes d'origine peut-être en partie climatique.

Le confluent de l'Amazone avec le Rio Tocantins se trouve exceptionnellement à l'embouchure même. En outre cette embouchure est un estuaire, alors que l'Amazone, qui a apporté à la mer un matériel alluvial considérable, aurait dû former un delta. Déposée en milieu rythmiquement marin et continental, la sédimentation terrigène remplit un *graben* limité par de l'Archéen abaissé par failles. Elle a été explorée par plusieurs

sondages de la Société de recherches pétrolières « Petrobas », la plus grande épaisseur ayant été traversée à Cururú, avec, au-dessus de l'Archéen, 3 848 m, dont les 2 580 m supérieurs sont attribués au Tertiaire et au Quaternaire.

Malgré des eaux colorées par des acides humiques, mais peu chargées en troubles comme les eaux tropicales en général [1], en raison de son grand débit, l'Amazone dépose à son embouchure beaucoup de vases, intégralement transportées le long du littoral Nord par un transfert marin actif. L'interprétation morphologique de la côte Nord colmatée par les vases et son accès même étant difficiles, j'ai commencé par étudier la côte Sud.

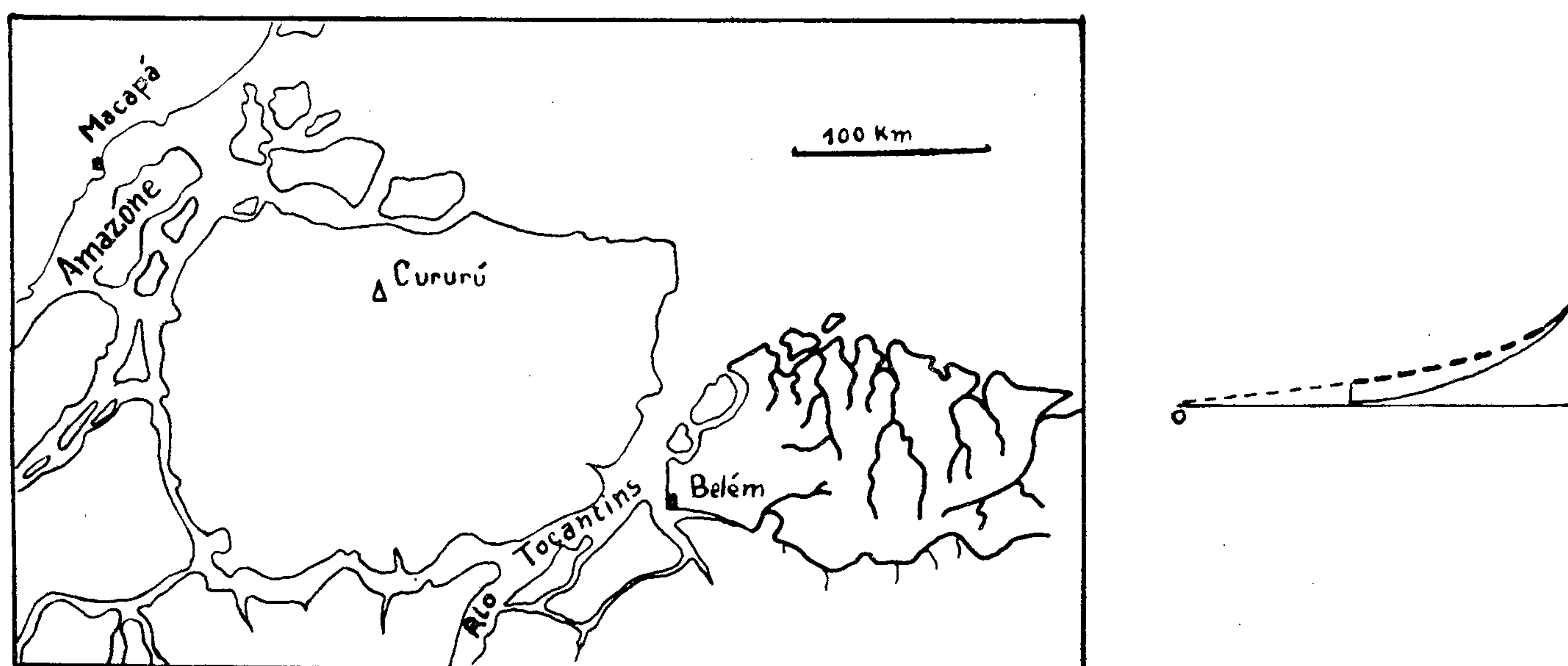
Cette côte est formée par les sédiments fluviatiles miocènes et post-miocènes, qui ont été relevés sur les bords du *graben*, en même temps qu'ils s'enfonçaient dans son axe. Ce sont des calcaires, des limons et des sables peu consolidés, terminés en plusieurs endroits par des falaises soumises à une abrasion marine. J'ai pu voir que ces falaises reculaient rapidement, laissant sur un littoral très plat une plate-forme d'abrasion, dont les blocs sont consolidés d'une carapace de latérite ayant pris naissance dans la zone de balancement des marées. D'une amplitude de 10 à 13 m, les marées découvrent la plate-forme d'abrasion sur plusieurs kilomètres, mais au dire des pêcheurs qui y traînent des chaluts, elle se prolongerait au large sur une vingtaine de kilomètres.

D'autres observations m'ont permis de confirmer l'importance de l'avancée marine, car de petits fleuves littoraux, qui sur cette côte ne rejoignent pas le bassin de l'Amazone, ont dû remanier leurs courbes de lit à la suite du recul de leurs embouchures. Or ils avaient antérieurement, lors de périodes sans forêts, construit des terrasses de graviers et gravillons cimentés par une croûte de latérite. Descendant jusqu'aux falaises littorales en 30 km depuis une altitude de 100 ou 200 m, ces terrasses sont nettement inclinées, mais les lits actuels ont recreusé leur partie aval, car à la limite de petits estuaires remontés par les marées ils se trouvent 4 m en dessous d'un de ces niveaux, et ils s'en rapprochent régulièrement et progressivement pour l'atteindre 30 km en amont.

Il existe d'ailleurs plusieurs niveaux de terrasses déjà connus dans la région — notamment une haute terrasse, dont les galets de quartz parfaitement polis atteignent le kilogramme — mais il me paraît impossible de chercher à définir des variations eustatiques, compliquées encore par la tectonique régionale, avant d'avoir complètement suivi l'évolution du réseau hydrographique signalée pour la première fois ici.

L'avancée marine n'a pas seulement affecté les cours d'eau secondaires; elle a également obligé l'Amazone et le bas Rio Tocantins à entailler leurs berges, mais ce recreusement n'est visible qu'en de rares lieux qui

se trouvent préservés de la dégradation des sols et qui ne sont pas dissimulés sous la couverture forestière. C'est le cas pour la rive gauche de l'Amazone à Macapá, où l'on connaît une berge en talus vertical conservée par une cuirasse de latérite caverneuse formée postérieurement, la « *cangua* ». Cette terrasse est élevée de 7 m et dépasse de 3 m le niveau des hautes mers.



A gauche, croquis de situation : en traits forts la côte d'abrasion et les fleuves littoraux étudiés. *A droite* schéma de la modification de l'ancien profil en long de ces fleuves (en tiretés) à la suite de l'avancée marine (O O : niveau de la haute mer).

Vers le Sud, sur le rivage du bouclier brésilien et des formations de Gondwana, il reste la trace d'une abrasion marine générale due sans doute à la transgression flandrienne. Mais la côte s'est stabilisée après avoir subi un recul sans doute modéré, et des cordons sableux protègent les falaises mortes d'une nouvelle abrasion. La continuation de l'avancée marine sur le seul rivage amazonien tient en partie à ce que l'amplitude des marées y est beaucoup plus forte qu'ailleurs, où elle est de l'ordre du mètre; l'avancée marine est facilitée aussi par l'absence de roches résistantes. Mais ces causes me paraissent secondaires, et la cause première ne peut être que la continuation de la subsidence du fossé amazonien, subsidence qui a d'ailleurs entraîné en profondeur les roches cristallines résistantes et même creusé un golfe dans lequel s'amplifient les marées, tandis que le bouclier brésilien est demeuré stable.

On peut donc penser que l'avancée marine a fait disparaître un promontoire deltaïque formé quand la sédimentation amazonienne remplissait le *graben*. Alternativement marine et continentale, celle-ci implique les fréquentes variations de rivages caractérisant les deltas.

Si la transgression actuelle est due à ce que la subsidence n'est pas compensée par un apport suffisant de sédiments (la forêt empêchant l'érosion du bassin versant), il s'est aussi formé au cours des transgressions

précédentes des roches non mêlées d'apports terrigènes. C'est ainsi qu'une transgression du Miocène supérieur s'est étendue plus loin que la transgression actuelle, laissant un calcaire fossilifère affleurant sur le flanc Sud du *graben*. La faune littorale (*Pecten*, *Cardium*, etc.) est accompagnée de lits de feuilles déposées sans doute en eau calme au voisinage de basses terres forestières. Le recul de la mer, qui a suivi au Pliocène, a dû se faire en période d'érosion, puisqu'il s'est déposé au-dessus du calcaire des sables et des graviers (avec des restes de tortues) interstratifiés de sols latéritiques ([2]).

Conclusion. — Dans la mesure où il est possible d'étendre des observations encore isolées à une unité géologique de dimension exceptionnelle (mais pas nécessairement plus compliquée pour autant), l'Amazone se terminerait en un delta caractérisé par des cyclothèmes alternativement marins et continentaux. Si son embouchure a actuellement une morphologie d'estuaire, c'est que nous vivons une période marine de son évolution deltaïque.

Les faciès de la sédimentation subsidente laissent encore supposer que la mer avance quand le bassin versant est protégé, comme aujourd'hui, de l'érosion par la forêt, et qu'elle recule quand une période de dénudation rend l'alluvionnement littoral abondant. La preuve de l'existence de ces périodes de dénudation est apportée par les nappes de galets et les croûtes latéritiques.

([1]) Il n'existe pas encore de mesures suivies du débit solide.

([2]) Le niveau de base de la régression est visible dans des puits creusés par F. Akermann, qui avait deviné le calcaire sous le sol forestier en observant les fourmilières.

SÉDIMENTOLOGIE. — *Les grèzes litées comme type de glacis alluvial.*

Note de M. **Yves Guillien**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Les coupes sont assez nombreuses qui permettent d'étudier le mode de formation de la grèze ([1]) : toujours il s'agit de *prélèvements successifs* sur la fraction la moins grossière d'un stock détritique meuble. De ce dernier sont restés en place (et parfois sont restés seuls en place) tous les éléments dont le diamètre était supérieur à une valeur limite, constante pour un horizon donné et comprise à l'ordinaire entre 10 et 25 mm. La grèze au contraire, et dès qu'elle s'individualise, montre la granulométrie caractéristique des sédiments en transit, et présente dans sa masse des lignes d'écoulement dont la pente initiale peut ne pas être supérieure à 1,5 %. De ce passage brusque du stock à la grèze le mécanisme était évidemment une lévigation superficielle, l'écoulement d'un fluide de très faible viscosité.

Mais, pendant le transport de la grèze et son dépôt sur le versant, souvent intervenait un second triage : l'arrêt progressif des éléments les plus lourds, le départ progressif des fractions les plus fines. Dans ce cas, une zonation s'affirmait de plus en plus dans la masse du dépôt en cours de construction : sur une coupe, on distingue des « lits » superposés qui, de l'amont vers l'aval, présentent des profils de plus en plus régularisés, des épaisseurs toujours plus faibles; d'un lit à ceux qui l'encadrent s'accuse le contraste des colorations, c'est-à-dire des degrés d'humidité, et par conséquent des granulométries. Au total, et en règle ordinaire, *la grèze maigrit dans la mesure où elle se lite*; aussi les exploitations n'attaquent-elles souvent que la section la plus maigre du profil en long, celle où les lits de la grèze litée semblent particulièrement différenciés, à peu près homogènes sur toute leur longueur visible, sur toute leur épaisseur qui est de l'ordre du décimètre.

Il est souvent affirmé sans discussion qu'à chacun des lits correspond un épisode de sédimentation particulier, saisonnier par exemple, défini, soit par une dynamique propre, soit par le calibre des matériaux en transit pendant le temps considéré. Or il convient de souligner que le dépôt successif de termes minces et parallèles suppose que les conditions du transport demeurent uniformes, ou qu'elles sont à peu près indépendantes des caractéristiques du matériau : car des matériaux différents ont des pentes d'équilibre différentes. De la façon la plus générale, si un transport quelconque a lieu sur une surface de discontinuité quelconque, si pour une section donnée des lignes d'écoulement ce transport aboutit à un dépôt dont l'épaisseur ne s'annule en aucun point, on démontre (J. Tugayé) qu'en un point quelconque de la section considérée l'épaisseur du dépôt ne dépend en rien des variations de son épaisseur autour de ce point. Il est clair que ces conditions *excluent l'éboulis et la solifluction* comme explication possible du litage sub-parallèle, qu'elles ramènent à l'hypothèse d'un effet de paroi s'exerçant au contact d'un écoulement à très faible viscosité.

Mais le ruissellement ou la coulée liquide ne construisent que par retouches successives un profil régularisé : il faut admettre que les lits des grèzes litées *ne constituent pas des unités dynamiques élémentaires*.

1° On constate, en effet, que tel lit se définit comme un faisceau individualisé de feuillets épais de quelques centimètres ou de 1 cm, d'autant plus apparents que leur surface est plus oblique par rapport à celle du lit : sur une longueur de quelques mètres, ou de 1 m, ils montrent alors toutes les phases de l'évolution granulométrique, le passage d'un faciès quasi linéaire à un faciès presque logarithmique. Chaque feuillet atteste une érosion presque aussitôt suivie d'un dépôt, un ruissellement immédiatement saturé ou une coulée de très faible longueur; le lit correspond

à une série discontinue et désordonnée de *menus phénomènes de surface*, à un ensemble hétérogène qui fut tronqué après coup.

2° Ailleurs, les feuillets recoupent systématiquement la surface qui d'abord avait paru être un plan de stratification séparant deux lits; sur le profil en long de chaque feuillet le point d'intersection ainsi défini est aussi un point d'inflexion; de part et d'autre de ce point la diminution momentanée de la pente localise une brusque évolution granulométrique des matériaux en transit : l'œil fera passer par l'ensemble de ces points d'inflexion un plan illusoire de séparation. Ici on saisit *la reconstitution d'un profil d'équilibre, une construction régressive* qui par épisodes successifs s'élève sur le versant.

3° Parfois, enfin, la pente des feuillets se rapproche de celle du lit, les feuillets se perdent même dans le lit; la granulométrie est alors presque uniformément caractérisée par un faciès quasi linéaire et par un triage très poussé : les formes gaussiennes en X traduisent une lévigation répétée jusqu'à la destruction de toute forme de dispersion, tandis que le coefficient de Trask devient « un coefficient d'efficacité du lavage », caractéristique du lit ou des diverses sections du lit; ces remaniements successifs évoquent *un épisode de stabilité relative dans l'évolution d'un équilibre mobile.*

La grèze litée dès lors apparaît comme un type de glacis alluvial. D'autres mécanismes que le ruissellement ont pu contribuer à l'apport des matériaux sur le versant : ils restent étrangers à l'élaboration du litage (²).

(¹) Sur la grèze et les grèzes litées : Y. Guillien, *Bull. Soc. Préhist. Fr.*, 1943, p. 12 et 15; in *Géologie des Terrains récents de l'Ouest de l'Europe*, Réunion extraordinaire des Sociétés belges de Géologie, Bruxelles, 1947, p. 352-355, pl., *Rev. géogr. des Pyr. et du Sud-Ouest*, 1951, p. 154-162, pl., fig.; *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 1953, p. 713-720, pl., fig.; *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2250.

(²) Ce texte s'est inspiré des travaux de H. Baulig, A. Bersier, P. Birot, P. Bout, M. Derruau, J. Dresch, J. Dylik, A. Guilcher, L. Lafond, J. Malaurie, Ch. P. Péguy, A. Rivière; d'observations inédites de P. Bout et de A. Rousseau; et il a utilisé des analyses mathématiques demandées à J. Tugayé.

METÉOROLOGIE. — *Températures privilégiées de congélation des gouttes d'eau surfondues.* Note (*) de Mme **Maud Roulleau**, présentée par M. André Danjon.

L'étude systématique des noyaux de congélation de l'eau aux basses températures montre que ceux-ci ont une activité maxima à — 20°,0; — 22°,5; — 25°,0; — 28°,0 —30°,0 et 32°,5.

Plusieurs auteurs ont signalé que la probabilité de congélation des gouttelettes d'eau surfondues contenues dans un brouillard passe par des

maxima prononcés pour certaines températures qui paraissent ainsi privilégiées. Ces températures évoluent au cours du temps et ne peuvent être, par conséquent, considérées comme inhérentes aux propriétés de l'eau; l'existence de ces maxima est, par suite, généralement attribuée à la présence de noyaux de congélation, et leur repérage apparaît alors comme un moyen de déterminer les températures d'activité de ceux-ci.

En procédant de cette façon, W. Rau (1) a établi, qu'entre o et — 20°, trois maxima se manifestent respectivement à — 4, — 11 et — 20°. Mais les températures inférieures à — 20° n'ont pas fait l'objet d'un examen systématique.

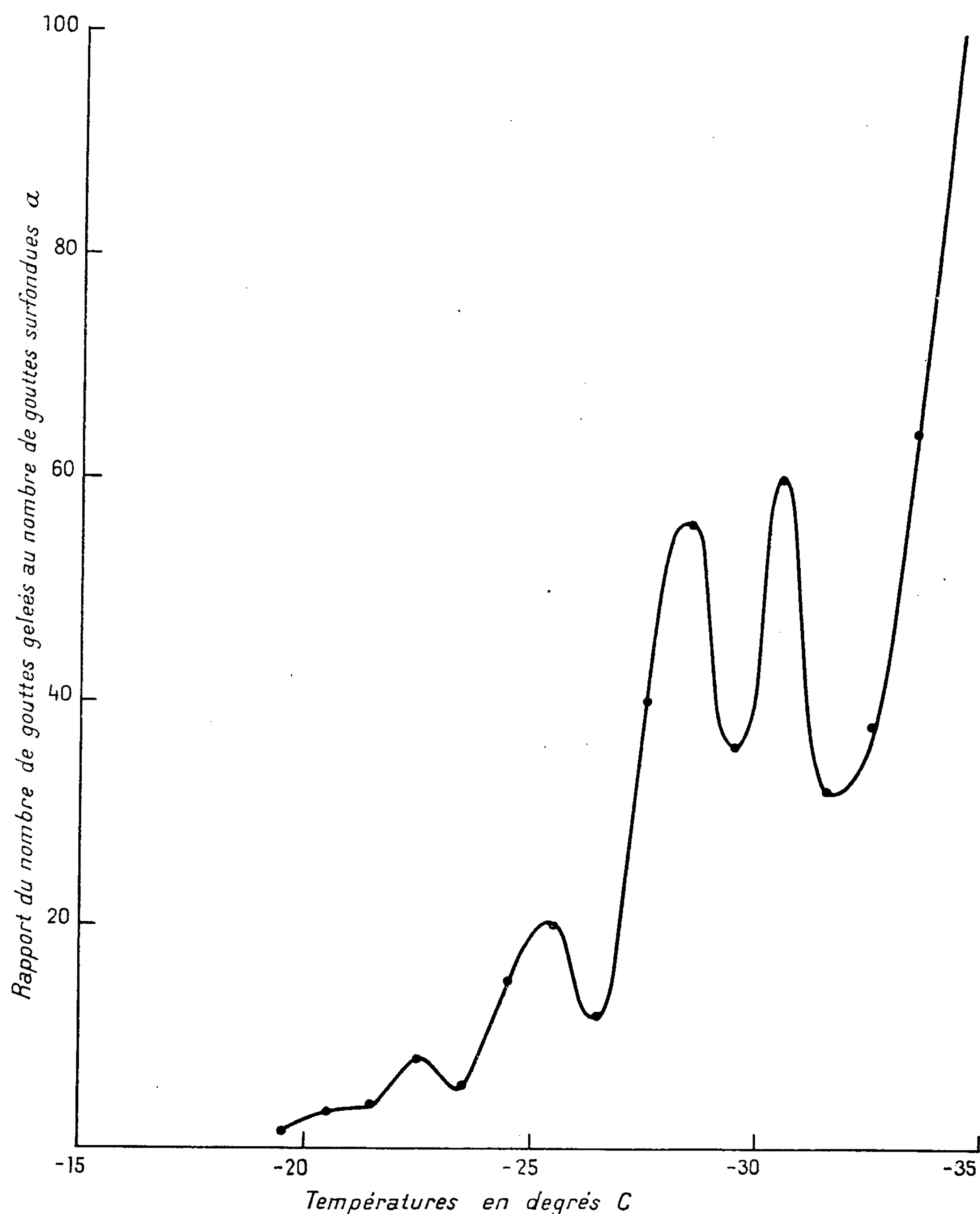
Je me suis proposé d'étendre le travail de W. Rau aux températures comprises entre — 20° et la température de congélation spontanée, qui varie de — 34 à — 40° suivant les dimensions des gouttes.

Dans ce but, un petit volume d'eau est fractionné en plusieurs centaines de gouttelettes ayant sensiblement les mêmes dimensions. L'eau échantillon est contenue dans une pipette terminée par un tube capillaire d'un diamètre tel que la croissance des gouttes à son extrémité soit très lente. En soumettant la goutte en formation à un champ électrique, on ajoute à son poids une force qui permet de la détacher de l'extrémité du capillaire avant qu'elle soit suffisamment grosse pour équilibrer d'elle-même la tension superficielle. On obtient, de cette façon des gouttes d'autant plus petites que le champ est plus grand. On laisse ces gouttes se déposer sur une plaque de verre recouverte d'huile de silicone dont le rôle est, d'une part, de les préserver d'une pollution éventuelle par les noyaux contenus dans l'air, et, d'autre part, d'éviter qu'elles ne s'évaporent rapidement. Cette plaque est en verre noir, ce qui permet de distinguer aisément les gouttes surfondues des gouttes gelées : les premières sont pratiquement invisibles par suite de la faible différence d'indice de réfraction entre l'eau et l'huile de silicone, tandis que les secondes, dont la surface est très diffusante, apparaissent comme des points blancs brillants. La plaque de verre est placée dans un récipient métallique massif reposant sur un bain de mercure destiné à assurer l'horizontalité du système. Cet ensemble est introduit dans un réfrigérateur dont la température est progressivement abaissée.

Pour dénombrer les gouttes qui ont gelé entre deux températures données, on fait une série de photographies de la plaque : chaque cliché est pris, en général, lorsque la température s'est abaissée d'un degré centésimal.

Pour tracer les courbes de répartition, j'ai porté les températures en abscisses, et en ordonnées le rapport du nombre de gouttes gelées au nombre de gouttes non encore gelées, ainsi que le montre la figure.

On observe sur ces courbes des maxima très nets, dont les températures moyennes sont : — 20; — 22,5; — 25; — 28; — 30 et — 32°,5.



Ces résultats confirment des mesures antérieures effectuées sur une goutte d'eau unique dont, ainsi que je l'ai montré [2], la température de congélation s'abaissait progressivement à mesure que le nombre de solidifications augmentait. Au cours de ces expériences, on avait observé des paliers aux températures indiquées ci-dessus.

Tous les maxima ne se présentent pas dans chaque expérience, un échantillon d'eau ne contenant pas nécessairement tous les noyaux en même temps.

Le tableau suivant montre les résultats obtenus dans un certain nombre d'expériences.

N° des expériences.	Températures d'activité des noyaux.					
1	–	—21°8	—25°5	—28°0	—29°5	–
2	–	—21,8	—24,0	—28,0	—29,5	–
3	—20°5	—23,0	—25,0	—27,0	—30,5	—32°5
4	–	—22,5	—25,0	—27,8	—30,5	–
5	–	—22,5	—25,0	—28,5	—30,5	–
6	–	–	–	—28,0	—30,5	—32,5
7	–	—22,0	—25,5	—28,0	–	–
8	–	–	–	–	—30,5	–
9	—20,0	—22,0	—25,0	—28,0	–	–

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) *Z. Naturfors.*, 8*a*, 1953, p, 197-204.

(2) M. Bayardelle, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 988.

OPTIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Sur la variation de couleur de la lumière du jour en fonction de la hauteur du Soleil.* Note (*) de Mlle **Jacqueline Lenoble**, présentée par M. Jean Cabannes.

On calcule pour une atmosphère suivant la loi de Rayleigh l'éclairement total et l'éclairement dû au Ciel sur un plan horizontal au sol; quand le Soleil passe du zénith à l'horizon, la couleur de l'éclairement total varie peu, la dominante passant de 573 à 578 mμ et la pureté de 13 à 21 %; pour l'éclairement dû au Ciel, la dominante varie de 477 à 570 mμ et la pureté de 35 à 14 %.

Dans une atmosphère pure diffusant suivant la loi de Rayleigh on sait que, lorsque le Soleil baisse sur l'horizon, la lumière transmise s'appauvrit de plus en plus en rayonnement de courte longueur d'onde par suite de l'augmentation du trajet dans l'atmosphère; si nous appelons ζ la distance zénithale du Soleil, πF l'éclairement sur un plan perpendiculaire à cette direction aux confins de l'atmosphère terrestre, et τ la densité optique de l'atmosphère à la verticale, l'éclairement produit au sol sur un plan horizontal par le Soleil est évidemment $S = \pi F \cos\zeta\, e^{-\tau/\cos\zeta}$. Mais à cet éclairement dû au Soleil s'ajoute un éclairement dû à l'ensemble de la voûte céleste, riche en courtes longueurs d'onde et qui devient proportionnellement de plus en plus important quand la hauteur du Soleil diminue. S. Chandrasekhar (1) a calculé exactement ce rayonnement de diffusion pour une atmosphère pure, plane et homogène, au-dessus d'un sol diffusant suivant la loi de Lambert avec l'albédo r, on trouve ainsi, sur un plan horizontal au sol, un éclairement total (2)

$$E + S = \frac{\pi F \cos\zeta}{2[1 - r\bar{s}(\tau)]}[\gamma_l(\tau, \zeta) + \gamma_r(\tau, \zeta)],$$

qui, pour un sol noir, se réduit à

$$E + S = \frac{\pi F \cos\zeta}{2}[\gamma_l(\tau, \zeta) + \gamma_r(\tau, \zeta)];$$

s, γ_l et γ_r sont des fonctions dont les tables ont été publiées ([3]).

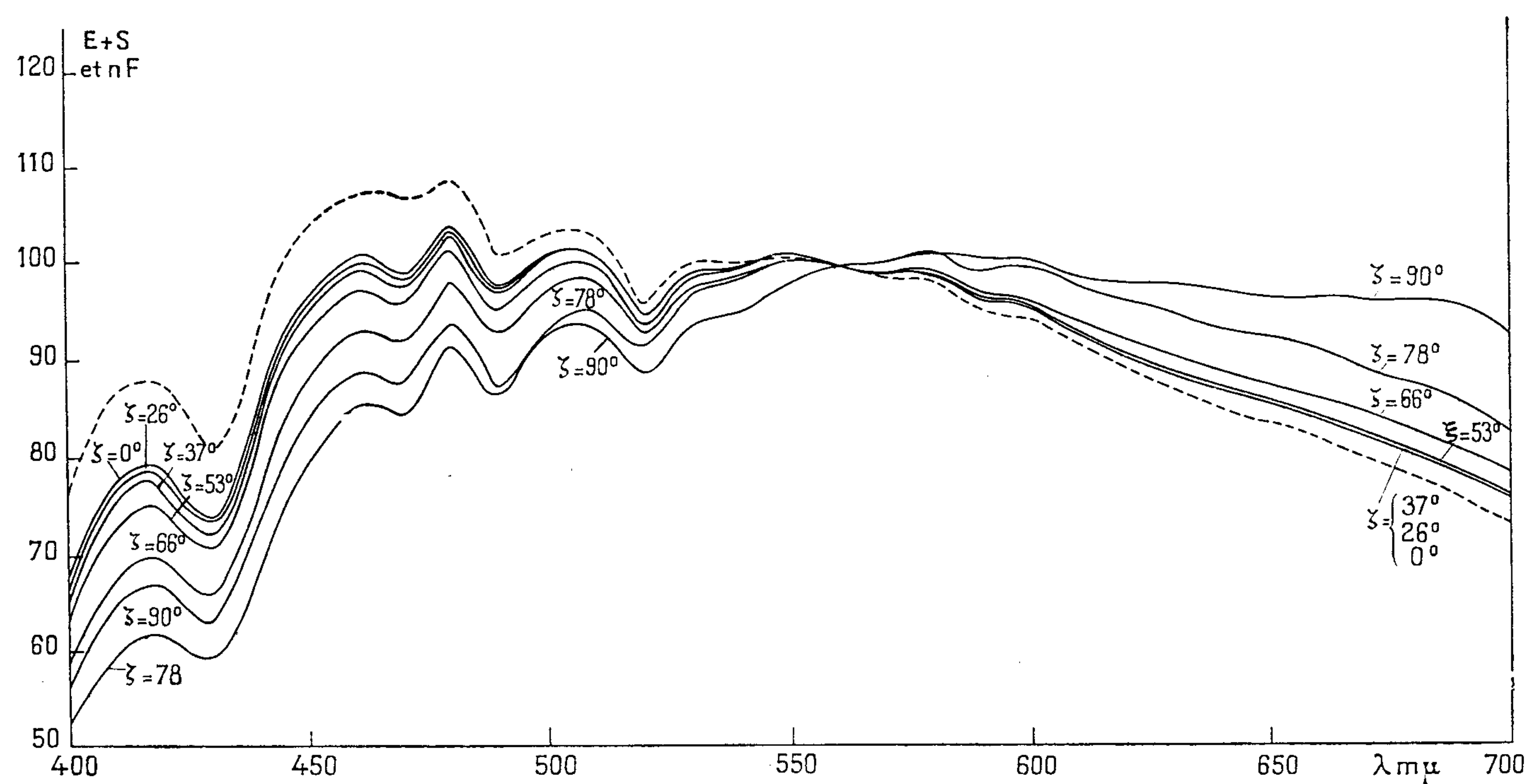


Fig. 1.

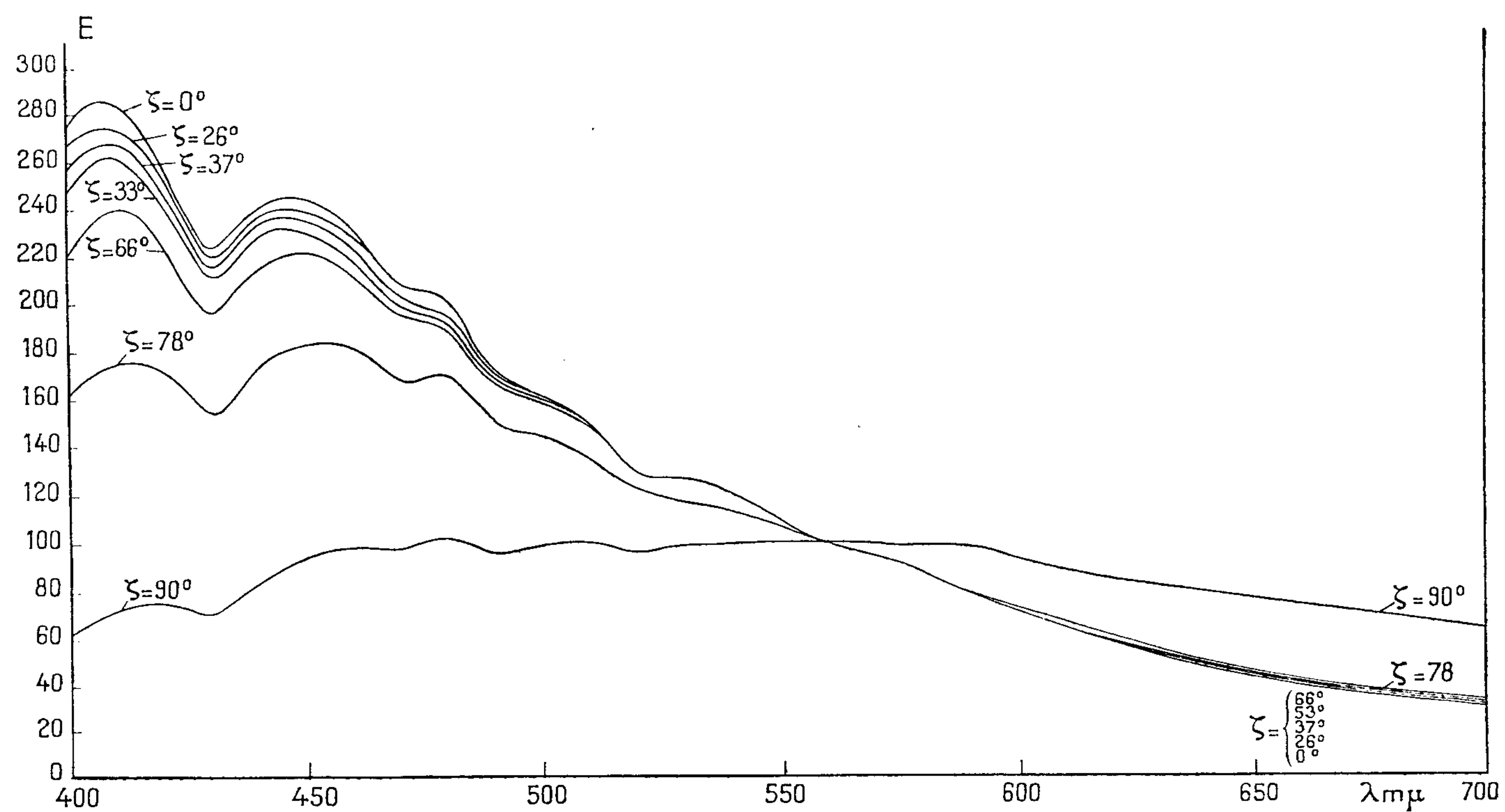


Fig. 2.

Nous avons fait le calcul numérique dans le cas du sol noir, pour une atmosphère d'épaisseur réduite 8 km, en prenant les coefficients de diffusion moléculaire donnés par Fabry ([4]) et les valeurs du rayonnement solaire de

M. Nicolet (5). Les figures 1 et 2 donnent, pour une série de valeurs de ζ, la variation spectrale de E + S et de E, en ramenant à 100 la valeur pour 5 600 Å; la courbe en trait pointillé sur la figure 1 représente πF. Dans le tableau I on a porté les valeurs de E et de E + S en erg/s.cm^2.cm pour 5 600 Å; la valeur correspondante de πF est 19,64.10^9 erg/s.cm^2.cm. Quand le soleil est au zénith l'éclairement dû au ciel représente 2 % de l'éclairement total vers l'extrémité rouge du spectre et près de 20 % dans le violet; au crépuscule ces quantités atteignent respectivement 65 % et 100 % de l'éclairement total.

TABLEAU I.

ζ	0°.	26°.	37°.	53°.	66°.	78°.	90°.
10^{-9}(E + S)	18,76	16,85	14,88	11,60	7,07	3,19	0,238
10^{-9}E	0,844	0,844	0,844	0,813	0,782	0,719	0,222

Il peut être intéressant de traduire ces résultats en données visuelles; la figure 3 montre la variation, en fonction de ζ, de l'éclairement total E + S et de l'éclairement dû au ciel E, exprimés en lux; hors de l'atmosphère terrestre

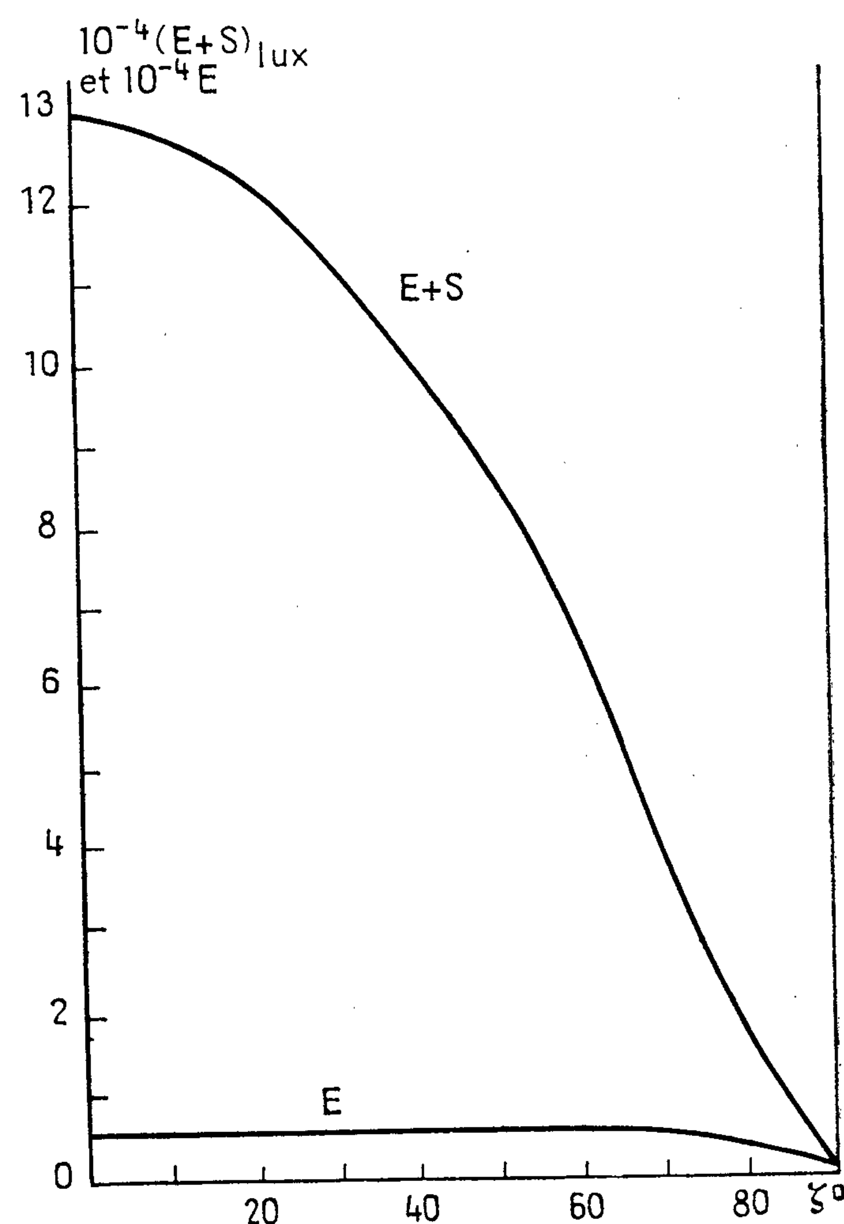


Fig. 3.

l'éclairement πF correspond à 131 000 lux. Dans le tableau II, on a indiqué les coordonnées trichromatiques x et y dans le système CIE de E + S et de E pour

diverses valeurs de ζ, ainsi que celles de πF; on donne également pour chacune de ces lumières la longueur dominante λ et la pureté d'excitation p_e rapportées à l'étalon C de lumière blanche. L'éclairement dû au ciel que l'on reçoit en arrêtant avec un écran la lumière directe du Soleil a une forte dominante bleue qui se déplace vers les grandes longueurs d'ondes quand le Soleil baisse, lentement d'abord, puis rapidement après jusqu'à devenir une dominante jaune au crépuscule; en même temps cette lumière est de moins en moins saturée. Au contraire il est curieux de remarquer que la couleur correspondant à l'éclairement total varie peu, la dominante jaune se déplaçant de 5 mμ vers les grandes longueurs d'onde quand le Soleil passe du zénith à l'horizon, tandis que la saturation augmente légèrement; ceci est évidemment dû à une sorte de compensation entre les variations du Soleil et celles du ciel.

Tableau II.

ζ		0°.	26°.	37°.	53°.	66°.	78°.	90°.
x	0,323	0,331	0,331	0,332	0,334	0,339	0,351	0,350
y	0,338	0,344	0,345	0,346	0,348	0,353	0,362	0,354
$\lambda (m\mu)$	570	574	573	573	574	574	576	578
$p_e (\%)$	9,2	13	13,2	14	15	17,7	23	21
x		0,236	0,237	0,238	0,239	0,243	0,258	0,329
y		0,242	0,244	0,246	0,249	0,256	0,276	0,348
$\lambda (m\mu)$		477,5	477,5	478	478,5	479	481	570,5
$p_e (\%)$		35,5	34,7	34,2	33,5	31	23,5	13,7

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) *Radiative Transfer*, Clarendon Press, Oxford, 1950.

(2) D. Deirmendjian et Z. Sekera, *Nature*, 175, 1955, p. 459.

(3) S. Chandrasekhar et D. D. Elbert, *Trans. Amer. Phil. Soc.*, 44, 1954, p. 643-728.

(4) *L'ozone atmosphérique*, C. N. R. S., Paris, 1950, p. 48.

(5) *Ann. Astroph.*, 14, 1951, p. 249.

MORPHOLOGIE FLORALE. — *L'organisation de l'androcée des* Mercurialis. Note (*) de M. **Bernard Durand**, transmise par M. Louis Emberger.

L'androcée des *Mercurialis* n'est pas constitué par des étamines libres ou verticillées, mais par des étamines fasciculées constituant deux ou trois phalanges staminales; c'est un androcée triadelphe à l'origine, devenant, dans certains cas, secondairement diadelphe.

La sagacité des botanistes s'est longtemps exercée sur l'androcée des *Mercurialis*; cet androcée est constitué, en effet, d'un glomérule central, comprenant de 6 à 30 étamines disposées d'une manière qui semble anarchique : de nombreux ouvrages de systématique ou de morphologie comparée portent la mention : « étamines libres »; plusieurs auteurs ont

souvent cherché à mettre en évidence des verticilles staminaux [Baillon ([1]), Eichler ([2])].

Notre attention a, tout d'abord, été attirée par l'aspect que présente cet androcée, au début de l'anthèse : les filets des étamines sont alors tendus, rectilignes, et apparemment groupés en deux ou trois paquets orientés dans diverses directions (*fig.* 1).

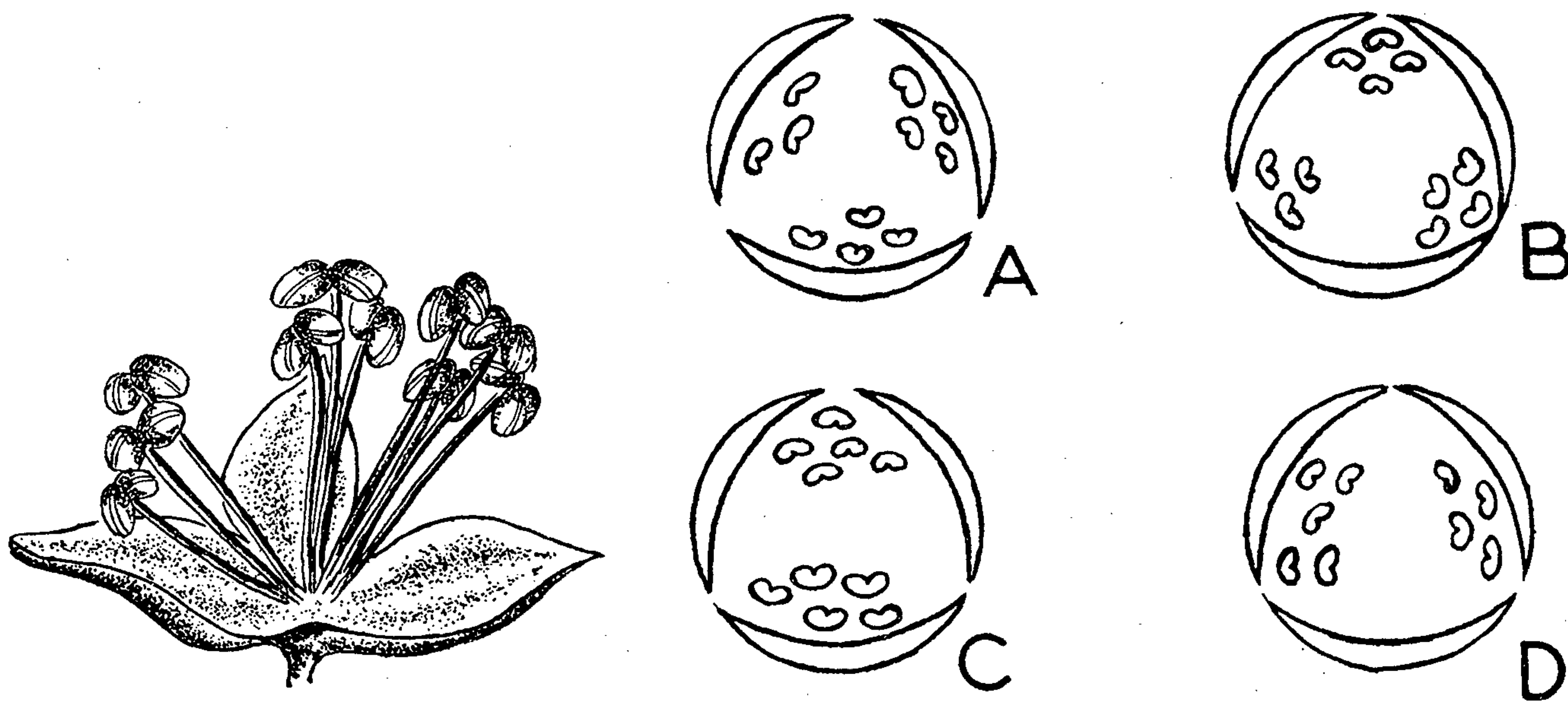


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Étamines groupées en trois paquets.
Fig. 2. — Différents diagrammes de fleurs mâles ; en A et B, androcée triadelphe ; en C et D, androcée diadelphe.

Lorsqu'il y a trois paquets d'étamines, ceux-ci peuvent être soit épitépales (*fig.* 2 A), soit alternitépales (*fig.* 2 B).

De même, lorsqu'il y a deux groupes, l'un peut être épitépale, le second alternitépale, ou bien tous deux ne sont pas franchement épi- ou alternitépales (*fig.* 2 C, 2 D).

Nous avons cherché à voir si l'étude de la course des faisceaux libéro-ligneux de la fleur pouvait apporter une confirmation aux résultats de l'observation morphologique.

Quel que soit le nombre des paquets d'étamines, le pédoncule de la fleur est toujours parcouru par trois cordons vasculaires (*fig.* 3 A, *cv*). De chacun de ces cordons, se détache, d'abord, la vascularisation d'un tépale (*fig.* 3 A, *t*) ; pour chaque tépale, l'émission s'effectue à des niveaux différents. Ensuite, dans le tissu du réceptacle floral, chaque cordon vasculaire (*cv*) se ramifie en autant de petits faisceaux libéro-ligneux qu'il y a d'étamines (*fig.* 3 A, *fst*).

La vascularisation du tépale prend naissance, sur le cordon vasculaire (*cv*) du pédoncule, soit radialement, soit latéralement par rapport à l'arbuscule staminal (*fig.* 3 B) : dans le premier cas, les trois faisceaux d'étamines sont

épitépales, alternitépales dans le second. On trouve également toutes les organisations intermédiaires.

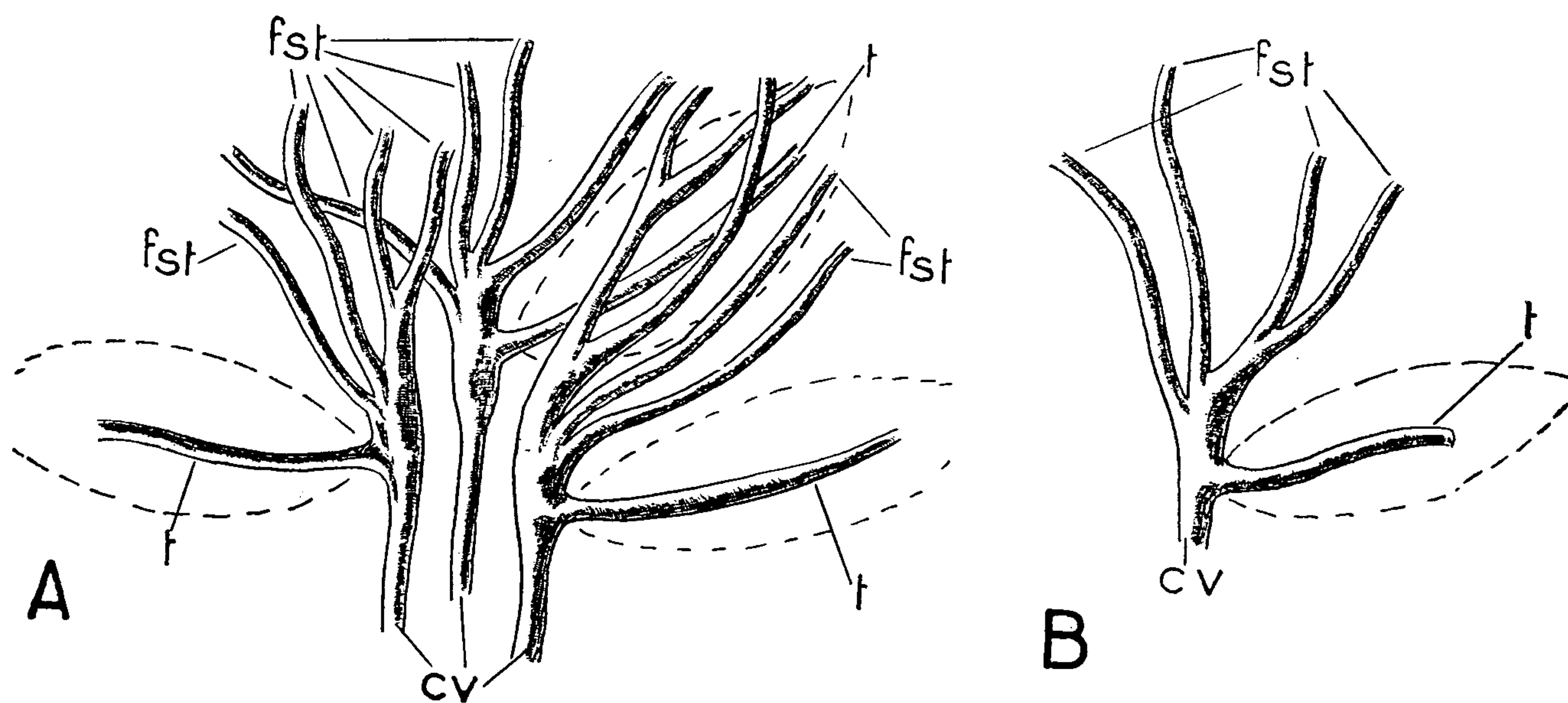


Fig. 3. — En A : course des faisceaux dans la fleur mâle (*cv*, cordons vasculaires du pédoncule; *t*, vascularisation des tépales; *fst*, cordons vasculaires staminaux).
En B : détail de la vascularisation de l'une des trois phalanges staminales, montrant l'orientation du faisceau libéro-ligneux (*t*) correspondant au tépale.

Lorsqu'il y a seulement deux faisceaux d'étamines, deux des trois cordons habituels du pédoncule floral se rapprochent, puis se soudent au niveau de l'émission des tépales.

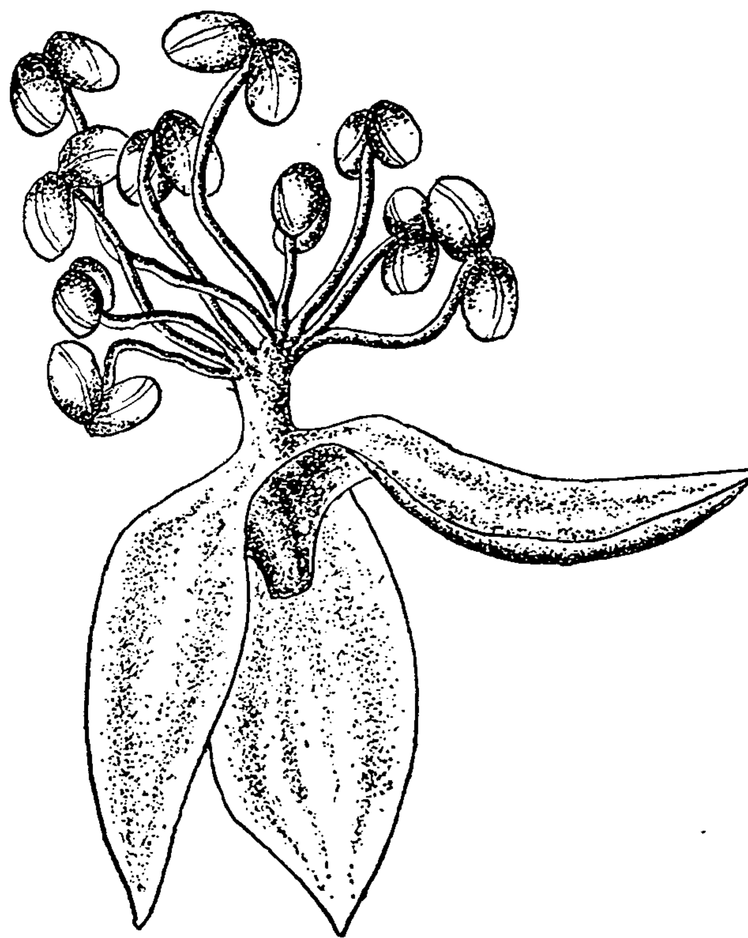


Fig. 4. — Androphore dans une fleur de *Mercurialis ambigua* L.

Dans les nombreuses fleurs étudiées, nous avons toujours observé une correspondance parfaite entre le diagramme établi d'après l'observation

morphologique et l'organisation vasculaire, ce qui montre bien que l'androcée des *Mercurialis* est constitué de deux ou trois phalanges staminales; c'est donc un androcée triadelphe; il peut devenir secondairement diadelphe par coalescence de deux des trois phalanges staminales.

Par la structure de son androcée, la fleur mâle des *Mercurialis* peut être comparée à la fleur mâle du Ricin; dans cette dernière, l'androcée est, comme l'on sait, polyadelphe; les deux organisations sont voisines, mais les faisceaux d'étamines sont beaucoup plus nombreux et beaucoup moins contractés chez le Ricin.

Chez certaines fleurs de *Mercurialis ambigua* L. (*fig.* 4), on observe quelquefois la formation d'un androphore, par concrescence des faisceaux d'étamines. Cette particularité confirmerait l'existence de liens de parenté unissant les Euphorbiacées et les Malvacées, car, chez ces dernières, l'androphore résulte, en réalité, de la concrescence de cinq phalanges staminales, comme l'a établi R. Nozeran ([3]).

Or, la fleur du Ricin et la fleur des Malvacées ne sont pas des fleurs parfaites ([4]), au sens classique du terme, mais ont conservé certains caractères d'un « ancien état d'inflorescence » (R. Nozeran). L. Emberger ([5]) a désigné ces fleurs imparfaites sous le terme d'« états préfloraux ». Il semble bien que la fleur mâle des *Mercurialis* représente aussi un état préfloral, mais plus contracté, plus évolué que chez les Malvacées et le Ricin.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

([1]) *Histoire des plantes*, *Monographie des Euphorbiacées*, Paris, 1893.

([2]) *Blüthendiagramme*, Leipzig, 1875-1878.

([3]) *Ann. Sc. Nat. Bot.*, série 11, 1955, p. 152-155.

([4]) La fleur, au sens classique, est formée d'un axe contracté dont les feuilles se sont transformées soit en pièces périanthaires, soit en étamines ou carpelles.

([5]) *L'origine de la fleur* (*Experientia*, 7, n° 5, 1951, p. 165-168).

MORPHOLOGIE FLORALE. — *La valeur de la fleur d'Urticacée.*

Note (*) de Mlle **Raymonde Rivières**, transmise par M. Louis Emberger.

A la suite d'études de la fleur des Forskholées, nous avons été conduit à donner une interprétation nouvelle de la fleur d'*Urtica* et de *Parietaria* : il s'agit d'un état préfloral formé d'un axe terminé par un carpelle-fleur, portant quatre fleurs mâles du type Forskholée et dont le périanthe est d'origine bractéale.

L'étude de la morphologie florale de l'ensemble des Urticacées nous permet d'envisager sous un jour nouveau l'interprétation de la fleur d'*Urtica* et de *Parietaria*, considérées comme représentant la structure normale de cette famille. Celle-ci peut être comprise, en effet, comme le résultat d'une phylogénèse dont les différentes étapes sont marquées par

des types de structures existant chez des espèces de la tribu des Forskholées.

Ainsi, chez *Australina pusilla* Gaud. (*fig.* 1), il y a des fleurs [1] unisexuées très simples. La fleur mâle est constituée par une seule étamine (*E*) à filet replié dans le bouton, comme celui de toutes les Urticales, la fleur femelle, par un seul carpelle (*C*). Elles sont, l'une et l'autre, entourées d'une enveloppe tubuleuse (*pr*). Un axe A_1 développé à l'aisselle d'une bractée stipulée Br_0 et terminé par un bourgeon *Brg*, porte une fleur de chaque sexe. La position transversale des fleurs par rapport à l'axe A_0 et à la bractée Br_0, nous a conduit à conclure qu'elles sont développées à l'aisselle des préfeuilles *pr* de A_1, mais entraînées secondairement jusque sous l'étamine et le carpelle. Ces préfeuilles forment l'enveloppe tubuleuse (périanthe *p*) de ces fleurs.

Chez *Droguetia diffusa* Wedd., autre Forskholée, ces fleurs très simples sont groupées en une inflorescence (*fig.* 2 A), constituée d'un axe A_1 développé à l'aisselle d'une bractée Br_0, portant à la base un certain nombre de feuilles bractéiformes stériles (*Flle*), formant un involucre (*in*) à la constitution duquel participe Br_0. Cet involucre entoure des étamines-fleurs (*Fl* ♂), périanthées, homologues de celles d'*Australina pusilla.* Au sommet de A_1, se trouve un carpelle-fleur (*C*) non périanthé. Une telle inflorescence, très contractée, rappelle beaucoup une fleur hermaphrodite; c'est un état préfloral au sens de L. Emberger [2]. On rencontre des structures du même type chez *Forskholea angustifolia* Retz.

L'inflorescence de *D. elliptica* Wedd. représente aussi un état préfloral, mais plus simple, plus contracté, car elle a perdu toutes ses fleurs mâles sauf une (*fig.* 2B). Parfois, il ne reste plus que le carpelle-fleur terminal (*fig.* 2C, *C*) entouré d'un périanthe équivalent de l'involucre de *D. diffusa.* Dans ce cas, l'état floral parfait est réalisé.

C'est à partir de ces différentes structures que l'on doit expliquer celle des fleurs de *Parietaria.* Elle est, on le sait, formée de 4 tépales (exceptionnellement 5), 4 étamines (exceptionnellement 5) superposées aux tépales et d'un carpelle central. Un tépale et son étamine correspondante peuvent être considérés comme homologues d'une fleur mâle des Forskholées (*fig.* 2, *Fl* ♂).

Ces homologies sont confirmées, par l'anatomie qui est identique dans les deux cas, par l'identité stricte des étamines et par la forme des tépales de certaines espèces de Pariétaires (*P. arborea* L'Herit.), laquelle est exactement la même que celle de la bractée-périanthe de la fleur mâle de *Droguetia diffusa.* Les carpelles-fleurs de la tribu des Forskholées sont identiques aux carpelles de *Parietaria.* Enfin l'état préfloral de *Forskholea angustifolia* de quatre fleurs élémentaires mâles entourant un carpelle-fleur central est semblable à une fleur hermaphrodite de *Parietaria officinalis* L., sauf que la bractée-périanthe de l'étamine-fleur, chez cette dernière, est

moins tubuleuse, plus étalée. De plus, chez les Forskholées (*fig.* 2 C), les fleurs mâles monostaminées peuvent être absentes; chez *Parietaria*, il en

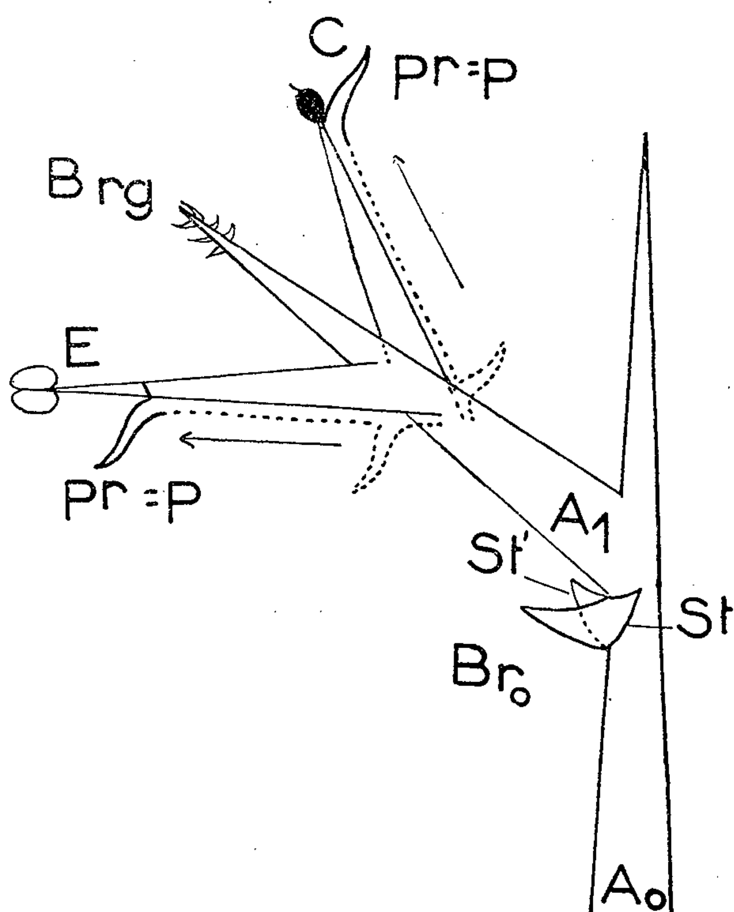


Fig. 1.

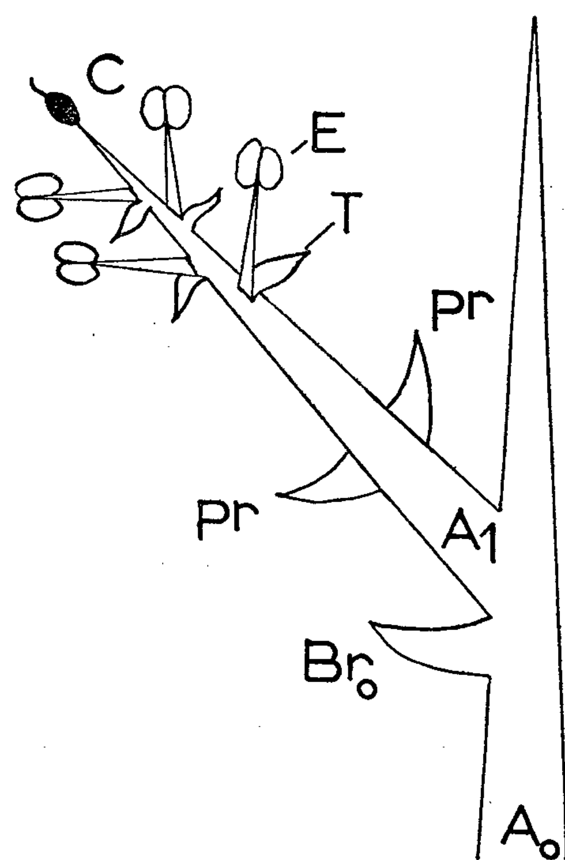


Fig. 3.

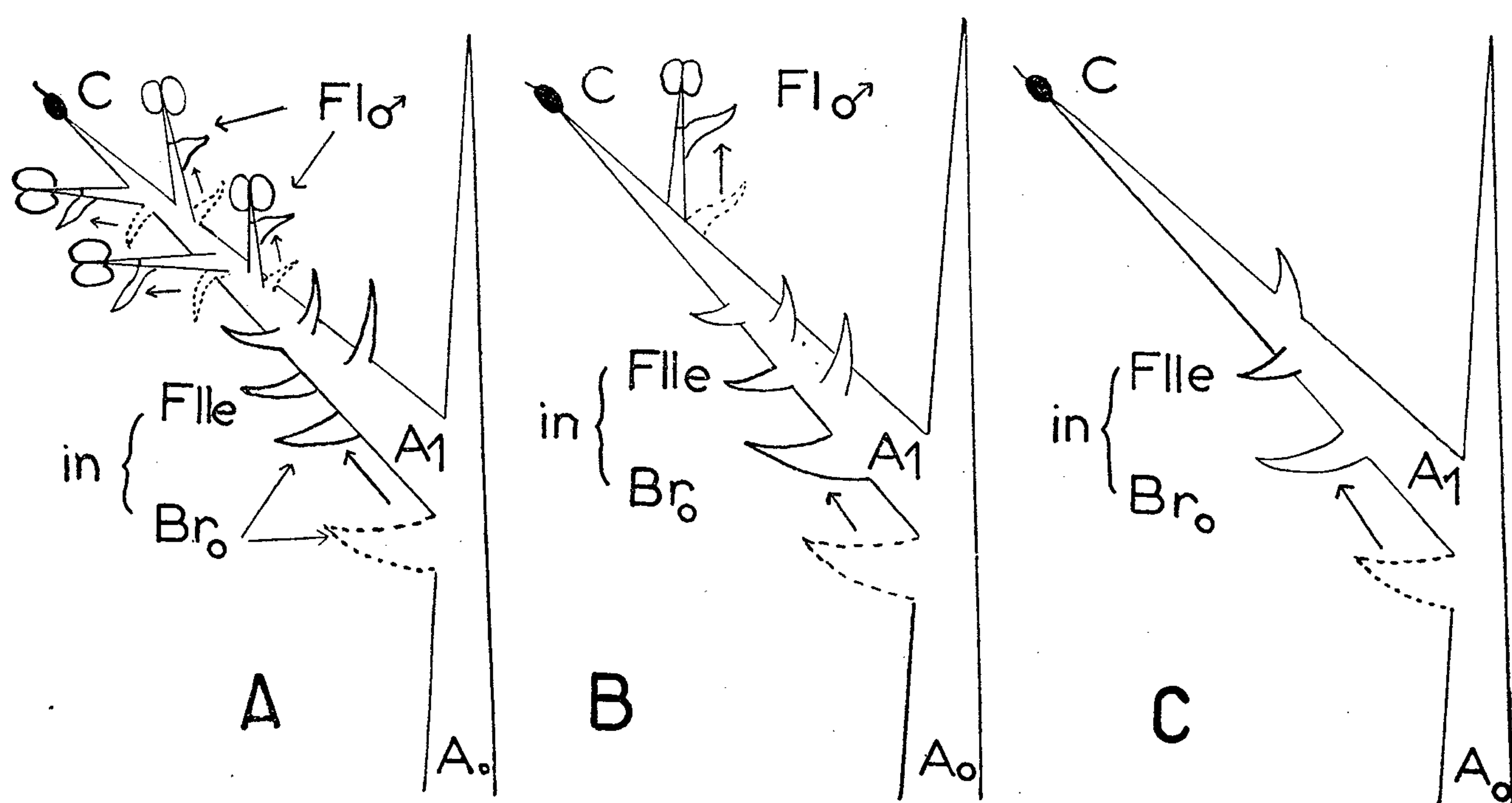


Fig. 2.

Fig. 1. — *Australina pusilla* : schéma montrant la position et la structure des organes reproducteurs. L'ensemble très contracté, a été étiré pour une meilleure compréhension; l'étamine et le carpelle sont, en réalité, en position pseudoterminale. (A_0, A_1, axes; Br_0, bractée; *st-st'*, stipules; *pr*, préfeuilles; *p*, périanthe; *E*, étamine; *C*, carpelle; *Brg*, bourgeon.)

Fig. 2. — Schémas montrant les relations possibles entre les types d'organisations morphologiques de *D. diffusa* (A) et *D. elliptica* (B, C). Schémas étirés comme dans la figure 1. (A_0, A_1, axes; Br_0, bractée; *Flle*, feuille; *In*, involucre; *Fl*♂, étamine-fleur mâle; *C*, carpelle-fleur.)

Fig. 3. — Schéma interprétatif de la fleur hermaphrodite de *Parietaria*, ici aussi très étiré. (A_0, A_1, axes; *pr*, préfeuilles; *T*, tépales; *E*, étamine; *C*, carpelle.)

résulte des fleurs femelles semblables à celles que l'on rencontre chez toutes les Urticées.

Tous ces faits nous permettent donc de penser que la fleur hermaphrodite de Pariétaire n'est pas une véritable fleur, mais un état préfloral (*fig.* 3) formé d'un axe A_1, terminé par un carpelle-fleur, entouré de quatre fleurs mâles très simples, monostaminées et à périanthe d'origine bractéale, caractéristique des Forskholées.

Les fleurs unisexuées des autres espèces d'Urticacées (*Urtica*, etc.) en dérivent par avortement.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) Il s'agit de la fleur au sens classique, considérée comme un axe contracté portant des feuilles modifiées, jouant un rôle dans la fonction reproductrice.

(2) *Experientia*, 7, n° 5, 1951, p. 165-168.

BOTANIQUE. — *Un nouveau mode de formation du prothalle chez les Polypodiacées.* Note (*) de Mlle **Yvette Parès**, transmise par M. Louis Emberger.

Le prothalle d'*Acrostichum aureum* L. présente un caractère particulier. Il ne possède jamais de cellule apicale typique triangulaire. Le développement se fait, d'abord, aux dépens de la cellule terminale du filament issu de la spore, puis, à partir d'un groupe d'initiales placées latéralement.

Les auteurs ont montré que, dans la majorité des cas, le prothalle des Polypodiacées se constitue de la façon suivante. La cellule chlorophyllienne, issue de la spore, donne par divisions répétées, un filament de longueur variable. Puis des recloisonnements apparaissent, en particulier dans la cellule terminale, où deux cloisons obliques découpent une cellule triangulaire (*fig.* 1,*a*). A partir de celle-ci, la région méristématique se constitue. Il se forme, ensuite, une spatule qui s'élargit et s'échancre, prenant l'aspect cordé caractéristique. Dans ce premier type de développement, la cellule apicale, issue de la cellule terminale du filament, devient donc la « cellule-mère » du prothalle.

Un second mode de formation est décrit par Gœbel (1), chez *Asplenium nidus* L. et par Perrin (2), chez *Asplenium Trichomanes* L. Il y a, ici encore, formation d'un filament. Des recloisonnements qui respectent les premières cellules proches de la spore, ainsi que la cellule terminale, produisent ensuite une expansion latérale. Puis, dans une cellule marginale quelconque, se différencie une cellule triangulaire qui fonctionne comme une apicale (*fig.* 2,*a*). Dans ce deuxième cas, la dernière cellule du filament ne donne donc pas la cellule-mère du prothalle. Celle-ci prend naissance à partir d'une cellule du bord de l'expansion latérale.

Un troisième mode de formation du gamétophyte, non mentionné jusqu'à présent dans la littérature, nous est fourni par *Acrostichum aureum* L. Après la formation du filament (*fig.* 3, *fi*), des recloisonnements interviennent dans les cellules, sauf dans la cellule terminale et une à trois

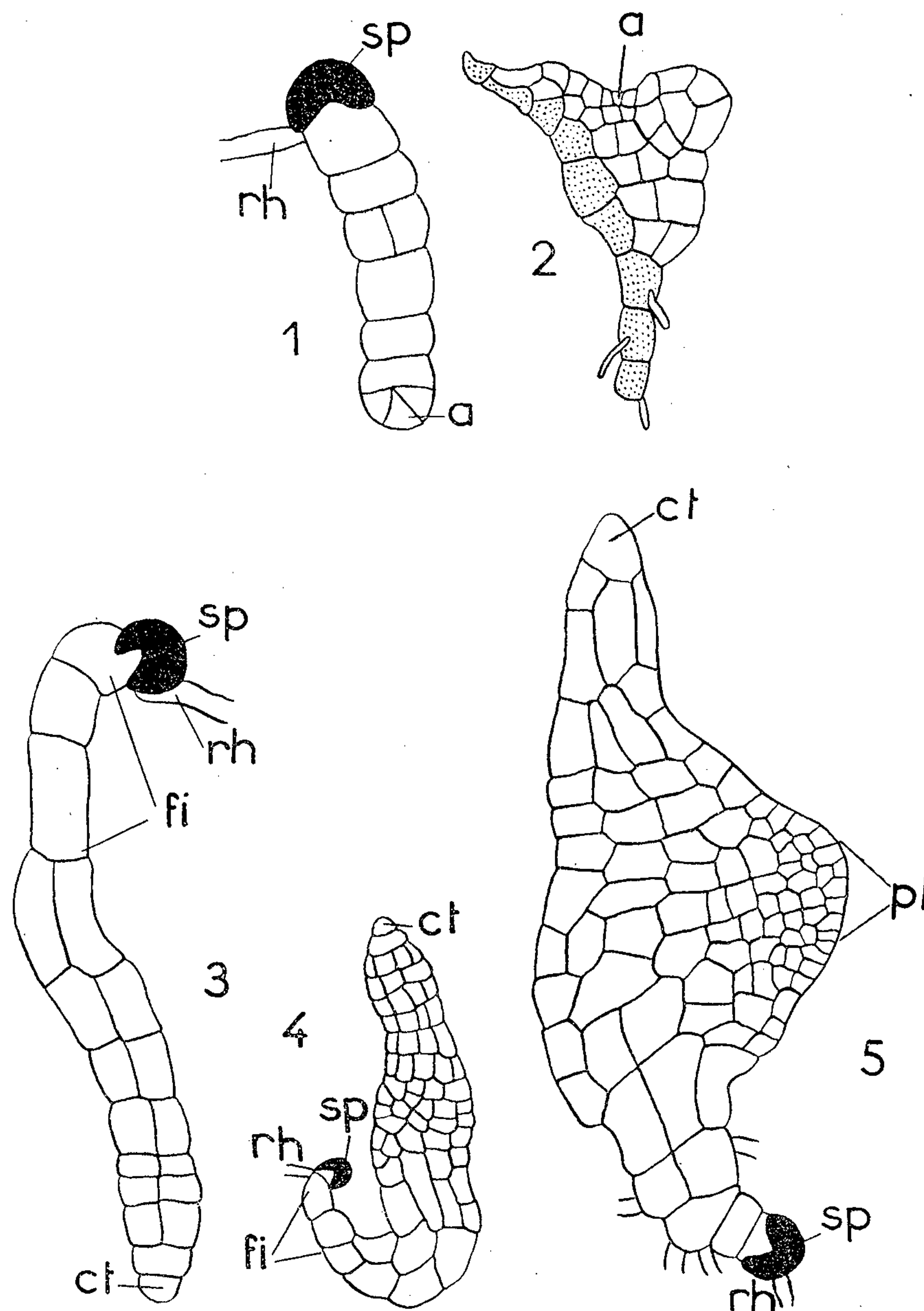


Fig. 1. — Cas général. Cellule apicale (*a*) différenciée dans la cellule terminale du filament.
Fig. 2. — *Asplenium Trichomanes*. L'apicale (*a*) est située dans l'expansion latérale. D'après Perrin.
Fig. 3. — Jeune prothalle d'*A. aureum* montrant les premiers recloisonnements longitudinaux.
Fig. 4. — Prothalle plus âgé d'*A. aureum*. La cellule terminale (*ct*) se divise transversalement; (*fi*) filament; (*sp*) spore; (*rh*) rhizoïde.
Fig. 5. — Prothalle d'*A. aureum*. Formation de la protubérance latérale (*pl*); (*ct*), cellule terminale.

cellules situées près de la spore. En même temps, la cellule terminale (*ct*) continue à se diviser transversalement. Il ne s'y forme pas de cloisons obliques, délimitant une cellule triangulaire. Le jeune prothalle a pris l'aspect d'une spatule (*fig.* 3 et 4). Le développement ultérieur devient asymétrique. Une protubérance latérale apparaît. Elle est le siège de mitoses très nombreuses et présente les caractères d'une région méristé-

matique (*fig.* 5, *pl*). On voit, alors, la cellule terminale du filament (*ct*) cesser de se diviser. L'arrêt du fonctionnement est marqué, quelquefois, par l'émission d'un rhizoïde. Sur les prothalles âgés, la cellule terminale et les cellules sous-jacentes restent reconnaissables. Elles persistent sous forme d'un appendice (*fig.* 6, *app.*). Ainsi donc, chez *Acrostichum aureum*, il n'existe pas, en réalité, de « cellule-mère » du prothalle. Dans une première phase, la cellule terminale joue ce rôle. Puis, dans une seconde étape, elle cesse de se diviser, et le développement est alors assuré par un groupe important d'initiales, différenciées sur la partie latérale du gamétophyte.

Fig. 6. — Prothalle d'*A. aureum;* (app. : cellule terminale et cellules sous-jacentes très reconnaissables.

Si nous comparons ces trois modes de développement, nous pouvons faire les remarques suivantes :

1° La cellule terminale du filament, chez les *Asplenium* et *Acrostichum aureum*, ne donne pas d'apicale, « cellule-mère » du prothalle. Ce fait est contraire au cas généralement décrit;

2° Cependant, le prothalle des *Asplenium* possède une cellule apicale triangulaire, comme dans le cas habituel; mais celle-ci se constitue à partir d'une cellule marginale quelconque;

3° Il ne se produit pas de cellule apicale typique chez *Acrostichum aureum*. Dans cette espèce, lorsque la cellule terminale cesse de fonctionner, le développement ultérieur du prothalle est assuré par un groupe d'initiales.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) *Organography of Plants*, Oxford, 1905.

(2) *Recherches sur les prothalles des Polypodiacées* (*Thèse*, Paris, 1908).

BOTANIQUE. — *Morphologie des cotylédons d'Ombellifères*. Note de Mme **Marie-Thérèse Cerceau-Larrival**, transmise par M. Henri Gaussen.

Chez les Ombellifères, l'étude morphologique de la plantule au stade cotylédonaire, permet de distinguer deux séries évolutives. Enfin, les caractères systématiques apportés par le type cotylédonaire, peuvent s'ajouter aux autres caractères séparant les Ombellifères en différents sous-ordres.

Les cotylédons des Ombellifères peuvent se ramener à deux types morphologiques principaux :

I. Cotylédons ronds, ovales, ovales-lancéolés, ovales-elliptiques, plus ou moins longuement pétiolés, généralement uninervés, à limbe s'atténuant brusquement en pétiole.

C'est le type que j'appellerai R.

II. Cotylédons linéaires, lancéolés, allongés-lancéolés, allongés-elliptiques, plus ou moins longuement pétiolés, généralement uninervés, à limbe s'atténuant insensiblement en pétiole.

C'est le type que j'appellerai L.

Ayant constaté que, dans un même genre, les cotylédons sont du même type chez les différentes espèces (celles-ci se différenciant nettement seulement par les feuilles primordiales), je ne citerai pas les espèces étudiées, mais uniquement le genre auquel elles appartiennent.

I. *Type R* :

Ce type se rencontre chez les genres suivants : Hydrocotyle, Trachymene, Sanicula, Hacquetia, Astrantia, Lagœcia, Eryngium, Aethusa, Conium, Smyrnium, Hippomarathrum, Cryptotænia, Pimpinella, Ammoides, Petroselinum, Apium, Sison, Pastinaca, Tordylium, Synelcosciadium, Ferulago, Heracleum.

II. *Type L* :

Ce type se trouve chez les genres suivants : Laserpitium, Thapsia, Melanoselinum, Margotia, Daucus, Orlaya, Caucalis, Chætosciadium, Torilis, Bifora, Coriandrum, Siler, Athamanta, Œnanthe, Seseli, Fœniculum, Crithmum, Silaus, Ligusticum, Cnidium, Echinophora, Scandix, Conopodium, Physocaulos, Bupleurum, Ridolphia, Ammi, Sium, Carum, Trinia, Ptychotis, Cicuta, Neogaya, Ferula, Capnophyllum, Falcaria, Imperatoria, Angelica, Selinum, Levisticum.

Sur 63 genres étudiés, 23 appartiennent au type R et 40 au type L.

Il semblerait donc qu'il y ait deux tendances évolutives; les différents genres obéissent soit à l'une, soit à l'autre de ces tendances, et ont des cotylédons fluctuant soit autour du type R, soit autour du type L.

Si l'on étudie maintenant la répartition de ces deux types cotylédonaires R et L à l'intérieur des sous-ordres et tribus établis par les différents auteurs, on constate que le caractère cotylédonaire se superpose exactement aux divisions établies par Duby dans le *Botanicon Gallicum.* Pour les genres et espèces n'appartenant pas à la flore française, j'ai recherché dans les flores appropriées leur place dans la classification, et je les ai inclus dans le système de Duby.

Cotylédons de type L

Sous-ordre I : *Umbelliferæ perfectæ multijugatæ :*

Tribu 1 : *Thapsieæ* Koch : Thapsia, Melanoseliunm, Laserpitium, Margotia.
» 2 : *Daucineæ* Koch : Daucus, Orlaya.
» 3 : *Caucalineæ* Koch : Caucalis, Torilis, Chætosciadium.
» 4 : *Coriandreæ* Koch : Bifora, Coriandrum.
» 5 : *Silerineæ* Koch : Siler.

Cotylédons soit de type L, soit de type R.

Sous-ordre II : *Umbelliferæ perfectæ paucijugatæ :*

Type R : Tribu 6 : *Tordilineæ* Koch : Tordylium, Synelcosciadium.

Type R ou L : Tribu 7 : *Peucedaneæ* (*Selineæ* Koch) : Heracleum, Pastinaca, Peucedanum, Imperatoria, Ferula, Ferulago, Falcaria, Capnophyllum, Neogaya.

Type L : Tribu 8 : *Angeliceæ* Koch : Angelica, Selinum, Levisticum.

Type R ou L : Tribu 9 : *Seselineæ* (*Seselineæ* et *Ammieæ* Koch) : Bupleurum, Athamanta, Conopodium, Pimpinella, Sium, Ligusticum, Carum, Petroselinum, Apium, Aethusa, Trinia, Sison, Ammi, Ridolphia, Cnidium, Silaus, Seseli, Ptychotis, Oenanthe, Fœniculum, Cicuta, Cryptotænia, Crithmum.

Type L : Tribu 10 : *Scandicineæ* Koch : Scandix, Physocaulos.

Type R ou L : Tribu 11 : *Smyrnieæ* Koch : Smyrnium, Conium, Cacrys, Hippomarathrum, Echinophora.

Cotylédons de type R.

Sous-ordre III : *Umbelliferæ imperfectæ :*

Tribu 12 : *Saniculeæ* Koch : Astrantia, Sanicula, Hacquetia, Lagœcia, Eryngium.
Tribu 13 : *Hydrocotylineæ* Spreng : Hydrocotyle, Trachymene.

Ainsi à la classification de Duby (divisions en trois sous-ordres établis d'après les caractères de l'inflorescence et du fruit) un autre caractère systématique peut être ajouté : le type cotylédonaire.

Enfin, nous voyons qu'à l'intérieur de la famille des Ombellifères, on distingue deux sous-ordres parfaitement homogènes pour le caractère cotylédonaire : celui à ombelles parfaites et à fruits pourvus de nombreuses côtes (type L cotylédonaire), et celui à ombelles imparfaites (type R cotylédonaire).

Seul le sous-ordre à ombelles parfaites et à fruits pourvus de peu de côtes, possède des genres à type R ou à type L. Il est possible que ce sous-ordre ait besoin d'une révision qui pourrait modifier sa classification.

MYCOLOGIE. — *Rajeunissement et arrêt de croissance chez* Podospora anserina. Note de M[lle] **Denise Marcou**, présentée par M. Roger Heim.

Diverses méthodes, permettant d'arrêter presque complètement la croissance d'une culture à n'importe quel stade de son développement, conduisent à son rajeunissement.

Le mécanisme possible du rajeunissement des souches à sénescence originelle ou acquise est discuté.

Maintenues en croissance continue, les souches du *Podospora anserina* deviennent sénescentes et meurent (¹). A 3° C, les souches jeunes ne vieillissent pas, et les souches en cours de croissance et même déjà visiblement sénescentes subissent un rajeunissement plus ou moins marqué selon le temps du refroidissement (²). Les croisements réalisés par spermatisation (³) dans lesquels la souche utilisée comme mère est visiblement sénescente, fournissent, dans leur descendance des souches sénescentes dès leur naissance (⁴).

Le froid entraîne certainement, chez le Champignon, des modifications complexes dont la plus apparente est l'arrêt presque total de la croissance. On peut se demander si, dans le rajeunissement, cet arrêt ne joue pas un rôle important. Nous avons donc recherché si des arrêts de croissance provoqués par des conditions autres que l'abaissement de la température ne conduisaient pas au même résultat.

Nous avons utilisé des mycéliums ayant atteint des degrés variés de vieillissement, que nous avons conservés dans les conditions suivantes : sous huile de vaseline pure; dans de l'eau distillée après un lavage soigneux; à l'état desséché sur papier filtre; sur le milieu synthétique de J. Tavlitzki (⁵) mais dépourvu de manganèse et à $pH < 6$. Dans ces conditions, la croissance ne dépasse pas celle observée à 3° C. Comme dans l'étude de l'action du froid, nous avons utilisé des temps d'action variés : 2 mois, 3 mois et 4 mois.

Les mycéliums traités étaient, comme dans les expériences précédentes, tous issus d'une même ascopore uninucléée. Maintenus en croissance continue par repiquages successifs, certains de ces mycéliums présentaient déjà, au début de l'expérience, des signes visibles de sénescence, tandis que d'autres, bien qu'apparemment normaux, se trouvaient, en réalité, à des degrés variés de sénescence. Les expériences qui ont porté sur 100 lignées d'une même souche, ont été réalisés de la manière suivante : chacune des cultures fut repiquée en six exemplaires, dont quatre furent soumis aux quatre traitements précités et les deux autres utilisés comme témoins furent respectivement soumis à une température de 3° C et cultivé normalement à 25°C afin d'établir, *a posteriori*, son degré de sénescence au moment du traitement. Toutes, à cette dernière tempé-

rature, sont mortes rapidement; ce qui indiquait qu'elles avaient atteint, au moment du traitement, un degré avancé de vieillissement. On était donc dans des conditions un peu différentes de celles réalisées précédemment ([2]).

Tous les traitements cités ont conduit, dans tous les cas, à un rajeunissement. Le degré de ce rajeunissement était variable selon le facteur utilisé et, comme dans le cas du froid (*loc. cit.*), était fonction du temps d'action.

Ainsi, les cultures, desséchées sur papier filtre et maintenues dans l'eau distillée, n'étaient pas plus rajeunies que les cultures conservées au froid, tandis que les cultures maintenues sous huile de vaseline et sur le milieu synthétique sans manganèse manifestaient un rajeunissement beaucoup plus important. Celui-ci était presque total après 4 mois de repos sous huile et après 2 mois seulement de maintien sur milieu synthétique; il était total dès le troisième mois sur ce dernier milieu.

Sur le mécanisme de ce rajeunissement, nous possédons quelques renseignements :

— Aucun des traitements utilisés n'arrête totalement la croissance; celle-ci se poursuit très lentement et le plus souvent d'une façon irrégulière, comme si elle n'intéressait que certains filaments.

— On peut passer dans un mélangeur-broyeur une culture visiblement sénescente pour en dissocier ses filaments qu'on peut ensuite repiquer isolément. Quelques-uns d'entre eux (moins de 1 %) donnent naissance à des cultures normales non sénescentes : il existe donc à l'intérieur d'une culture visiblement sénescente, quelques rares filaments sains, qui, laissés en place, sont incapables de poursuivre leur croissance.

A première vue, l'ensemble de ces faits suggère que le rajeunissement global des cultures, observé après traitement, est dû à la croissance sélective de filaments demeurés normaux : il ne s'agirait donc pas d'un rajeunissement réel. Toutefois, d'autres faits intéressant cette fois des souches sénescentes de naissance, c'est-à-dire ayant conservé le caractère sénescent, de leur mère paraissent difficilement conciliable avec ce point de vue :

— de telles souches peuvent être rajeunies, tout comme les souches ayant acquis leur caractère sénescent à la suite d'une multiplication végétative intense, ce rajeunissement conduisant à une souche de longévité en accord avec celle des parents;

— lorsqu'on dissocie les filaments d'une telle souche sénescente, on observe, là aussi, quelques filaments sains.

Il paraît très plausible d'admettre que l'existence de tels filaments résulte, au moins dans ce cas, d'un rajeunissement véritable. S'il en était ainsi, il resterait évidemment à établir que le rajeunissement global décrit plus haut résulte du même mécanisme.

(1) G. Rizet, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 838.
(2) D. Marcou, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1153.
(3) F. Monnot, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2263.
(4) G. Rizet, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 663.
(5) J. Tavlitzki, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2341.

GÉNÉTIQUE. — *Les modifications qui conduisent à la sénescence chez* Podospora *sont-elles de nature cytoplasmique.* Note de M. **Georges Rizet**, présentée par M. Roger Heim.

Les particularités des ségrégations observées dans la descendance des croisements entre souches jeunes et souches sénescentes s'expliquent si l'on admet que la sénescence résulte de modifications cytoplasmiques.

Nous savons que le *Podospora anserina*, maintenu en croissance végétative continue, dans les conditions courantes de culture n'a pas une longévité infinie : au bout d'un certain temps, variable selon les souches, il manifeste des signes de dégénérescence et meurt [1]. Quelle est la nature des modifications qui conduisent à la sénescence chez cet organisme ? S'agit-il de modifications nucléaires telles que l'accumulation de noyaux porteurs de létaux récessifs par exemple ou de modifications d'ordre cytoplasmique ?

Les diverses observations déjà rapportées [1], [2], [3], ne permettent pas de répondre à cette question, mais cependant la possibilité d'obtenir chez cet organisme des croisements réciproques [4] ainsi que le fait que des souches mères présentant des symptômes visibles de sénescence sont encore capables de se reproduire nous ont permis d'obtenir quelques données intéressantes à ce sujet.

Étant données une souche + et une souche —, on peut réaliser les croisements suivants : souche jeune × souche jeune, souche sénescente × souche sénescente, souche jeune × souche sénescente. Dans ce dernier cas, la souche jeune peut être soit la souche +, soit la souche — et, si l'on réalise les croisements par spermatisation, soit la souche utilisée comme mâle, soit celle utilisée comme femelle.

Les jeunes souches conservées au frigidaire ne vieillissant pas (*loc. cit.*), ees divers croisements peuvent être réalisés simultanément et leurs descendances étudiées dans des conditions absolument uniformes.

De telles expériences, effectuées à plusieurs reprises avec des souches variées, donnent les résultats suivants :

1° Les croisements dans lesquels la mère est une souche jeune, quel que soit le stade de l'évolution de l'autre parent, fournissent une descendance normale quant à sa longévité.

2° Les croisements dans lesquels la mère est une souche sénescente

fournissent des fructifications qui se répartissent en deux types bien distincts :

a. les unes contiennent des asques dont les ascopores, semées isolément, conduisent à des souches à longévité normale, c'est-à-dire ne manifestent pas le caractère sénescent de la mère;

b. les autres contiennent des asques dont pratiquement toutes les ascopores conduisent à des souches immédiatement sénescentes; celles-ci ne diffèrent que par le degré de leur sénescence visible, et le plus souvent ce degré est le même pour les quatre souches issues des ascopores d'un même asque. Il est fréquent également qu'il y ait une certaine homogénéité dans la sénescence de toutes les souches issues d'un même périthèce : parfois les ascopores ne germent pas ou ne donnent que quelques filaments; d'autres fois, la plupart des souches issues d'un même périthèce peuvent être repiquées une ou deux fois. Très rarement des ascopores issues de tels périthèces conduisent à des souches normales, mais leur répartition dans les asques est quelconque.

Les proportions respectives de ces deux sortes de périthèces sont très variables. Le plus souvent avec les souches S ([5]) que nous utilisons couramment les fructifications aberrantes sont rares (de 0 à 10 %); mais avec certaines souches nouvellement isolées et à longévité faible, ce pourcentage peut atteindre 80 ou 90 %. Le type de souche utilisée joue à cet égard un rôle beaucoup plus important que le degré de sénescence de la souche mère.

L'interprétation de tels résultats doit évidemment rendre compte de deux aspects particulièrement importants :

1° le fait que le caractère sénescent de la descendance ne peut être apporté que par la mère;

2° le fait qu'aucune ségrégation n'est observée dans l'asque et que tous les asques d'un même périthèce donnent naissance à des souches d'un seul type : normal ou sénescent.

Elle doit également tenir compte du fait indéniable ([6]) que chez l'organisme en question, un seul noyau femelle et un seul noyau mâle sont à l'origine du périthèce.

Si la sénescence résultait de modifications nucléaires, telles que l'accumulation de noyaux létaux, on pourrait rendre compte de l'existence de deux types de fructifications dans la descendance de certains croisements; on pourrait à la rigueur comprendre l'influence du sens du croisement, les micronidies uninucléées qui servent d'éléments mâles pouvant être non fonctionnelles lorsqu'elles portent un létal. Mais il est impossible d'expliquer de cette manière l'absence de ségrégation dans les asques.

L'hypothèse que la sénescence repose sur une modification cytoplasmique, s'accorde beaucoup mieux avec l'ensemble des résultats.

L'absence de ségrégation dans les asques, décrits ci-dessus, rappelle les phénomènes que nous avons observés chez le même organisme depuis longtemps déjà [7] ou plus récemment ceux qui, chez les Levures [8] ou chez les *Neurospora* [9] ont été décrits par Ephrussi et Mitchell. Le fait que le même croisement fournit des asques de deux types différents, rappelle étonnamment nos observations anciennes et celles qui, chez les Levures, ont été analysées récemment par Ephrussi et ses collaborateurs. L'importance de la souche sénescente utilisée comme mère pour la fréquence des fructifications aberrantes est à rapprocher du degré de *suppressivité* des souches *petites* utilisées par Ephrussi, Margerie-Hottinger et Roman [10].

Dans le cas rapporté ici, la seule ségrégation observée est à l'origine du périthèce, alors que chez les Levures, c'est le zygote qui présente ou non le caractère mutant; ceci n'est probablement qu'une conséquence de l'histoire du périthèce qui débute chez *Podospora* par un élément binucléé.

Le caractère sénescent ou non de la descendance du périthèce entier paraît acquis dès ce moment par un mécanisme sur lequel on ne peut formuler que des hypothèses. La modification est-elle apportée régulièrement par chaque élément femelle et disparaît-elle dans une certaine fraction d'entre eux après l'arrivée du noyau mâle ? Cela serait en accord avec la vieille idée du rôle de la sexualité en tant que facteur de rajeunissement.

Même s'il en était ainsi, deux remarques s'imposeraient : d'abord le rajeunissement, s'il est réel, se produirait avant la caryogamie qui a lieu dans les asques; d'autre part, il s'agirait d'un mécanisme inconstant puisqu'il existe des fructifications aberrantes parfois très nombreuses. Ce dernier aspect n'est pas sans rappeler la transmission de certaines viroses végétales ou certains aspects de la transmission de la sensibilité au CO_2 chez la Drosophile étudiée par l'Heritier et ses collaborateurs.

La possibilité de ces comparaisons, qu'on pourrait d'ailleurs multiplier, renforce l'idée de la nature cytoplasmique de ce que nous appelons la sénescence chez *Podospora*.

(1) G. Rizet, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 838.
(2) G. Rizet, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1106.
(3) D. Marcou, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 895.
(4) F. Monnot, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2330.
(5) G. Rizet, *Rev. Biol. et Cytol. végétales*, 13, 1952, p. 51-92.
(6) G. Rizet et C. Engelman, *Rev. Biol. et Cytol. végétales*, 11, 1949, p. 201-304.
(7) G. Rizet, *Bull. Soc. Lin. Normandie*, 9e série, 2, p. 131-137.
(8) B. Ephrussi et A. M. Chimènes, *Ann. Inst. Pasteur*, 76, 1949, p. 361-364.
(9) M. B. Mitchell et H. K. Mitchell, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, Washington, 38, 1952, p. 442-449.
(10) B. Ephrussi, H. Margerie-Hottinger et H. Roman, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, Washington, 41, 1955, p. 1065 et 1071.

PHYSIOLOGIE. — *Les modifications réflexes de l'excitabilité nerveuse par les sons et les ultrasons chez divers Orthoptères.* Note de Mmes **Henriette Mazoué** et **Marie-Claire Busnel** et de M. **Paul Chauchard**, présentée par M. Robert Courrier.

Ayant mis en évidence et étudié chez les Mammifères (Rat, Souris, Homme) les modifications réflexes de l'excitabilité des nerfs moteurs sous l'effet de l'audition des sons et ultrasons (métachronoses audiogènes) (1), nous nous sommes proposés d'étendre ces recherches à divers Orthoptères parmi lesquels certaines espèces dont l'une d'entre nous avec R. G. Busnel a mis en évidence une réactivité aux signaux acoustiques (phonocinèse) (2).

Le test était la variation de chronaxie d'une patte locomotrice (flexion) mesurée à l'aide d'une cathode en forme de crochet sur laquelle reposait la patte au niveau d'une articulation, l'anode étant diffuse, plaque métallique entourée de coton imbibé d'eau salée sur laquelle appuyait le corps de l'insecte placé sur le dos. On soumettait entre temps l'animal à des signaux de fréquence et d'intensité connues émis par un ionophone pour les hautes fréquences et les ultrasons ou une chambre de compression pour les fréquences basses, l'appareil étant placé à quelques centimètres du sujet. Les fréquences étudiées ont été comprises entre 1 et 100 kHz avec des intensités allant de 60 à 110 dB au niveau de l'animal. Un manipulateur permettait de régler la durée ou le rythme des signaux : nous avons utilisé des signaux continus uniques d'une durée de 15 à 60 s et des signaux brefs (0,1 à 0,5 s) répétés à un rythme de 1 à 2 par seconde pendant 5 à 60 s. Suivant les modalités d'obtention de la métachronose les insectes étudiés se sont répartis en deux groupes.

1° Dans une première catégorie, les sons continus sont inefficaces et seuls des sons discontinus rythmés provoquent une réaction qui est une diminution de chronaxie dont l'ampleur et surtout la durée permettent l'appréciation quantitative. Tout se passe comme dans le cas des Mammifères soumis à des sons d'une fréquence inférieure à 5 000 Hz.

La limite supérieure d'efficacité est très élevée chez *Locusta migratoria migratorioides* (R et F) qui réagit aux sons discontinus jusqu'à 50 000 Hz, l'optimum d'efficacité étant de 15 000. Avec *Nomadacris septemfasciata* (Serville) la réaction s'arrête à 20 000 et avec *Schistocerca gregaria* (Forsk) cette limite est reportée à 7 000 Hz. Par comparaison, rappelons que la phonocinèse trouvée par les Busnel s'obtient pour la première espèce jusqu'à 35 000 à 40 000, jusqu'à 16 000 à 17 000 pour les deux autres. La réaction chronaxique va plus loin dans le cas des deux premières espèces, mais avec une différence analogue entre *Locusta* et *Nomadacris*. Par contre

la cinèse de *Schistocerca* est provoquée encore par des sons sans efficacité chronaxique. Dans ces réactions l'ablation de la tête ne supprime pas plus la métachronose que la cinèse, ce qui est en rapport avec la localisation des récepteurs et des centres.

2° Dans la seconde catégorie, il y a efficacité des sons continus prolongés de fréquence supérieure à 5 000 Hz et jusque très loin dans la gamme ultrasonore. Par contre les fréquences inférieures à 5 000 Hz ne sont actives que par signaux brefs discontinus. C'est un type de réaction identique à celui des Mammifères qui eux aussi ont une limite inférieure analogue de réactivité aux sons continus. Par exemple, *Periplaneta americana* Fabr. réagit aux sons continus par une diminution de chronaxie motrice de 50 000 à 70 000 Hz avec optimum à 50 000 Hz. Une autre espèce, *Gryllus campestris* L., se comporte de façon analogue. Rappelons que la Souris nous a donné une limite de même ordre alors que la réaction s'arrête chez le Rat et l'Homme pour des fréquences bien plus basses.

A l'inverse du cas précédent, la suppression de la tête ou simplement l'ablation des antennes empêche dans ces dernières espèces l'efficacité des signaux continus, tandis que celle des signaux discontinus subsiste, ce qui ramène au premier groupe. Il semble donc que l'efficacité des sons continus et discontinus dépende de la mise en jeu de récepteurs sensoriels différents, les sons continus utilisant des récepteurs antennaires du type organe de Johnston ou poils chordotonaux et les sons discontinus des récepteurs situés sur le corps ou les pattes pouvant être par exemple des tympans ou des cerques. Indiquons que dans les espèces du premier type qui normalement ne réagissent pas au signal continu prolongé, une telle réaction apparaît sur la tête isolée (en prenant pour seuil la chronaxie d'un palpe buccal); elle est en rapport là aussi avec un récepteur antennaire, mais celui-ci n'est pas apte à déclencher cette réaction sur l'animal *in toto*.

Entre les deux modalités, il n'y a en fait qu'une différence de réactivité à deux modalités de stimulation vibratoire sonore : les récepteurs mis en jeu par un signal continu déclenchent une réaction qui croît beaucoup avec la prolongation de la stimulation, alors que les récepteurs responsables de la réponse au signal discontinu ne sont activés que tout au début de la stimulation et de façon transitoire, la répétition des stimulations étant ici très efficace comme dans l'excitation électrique ordinaire neuromusculaire.

Nous pouvons donc conlure que chez ces Orthoptères comme chez les Mammifères, il existe des métachronoses réflexes sous l'effet des stimulations de récepteurs sensibles aux signaux acoustiques sur une très large bande de fréquence avec une modalité différente d'action des signaux selon qu'ils sont continus et prolongés ou brefs et répétés, mais alors que

chez les Mammifères, il s'agit d'une différence dans le siège central de la réponse, chez les Insectes, il semble essentiellement y avoir des récepteurs différents et il existe des espèces qui ne possèdent pratiquement que la réactivité aux signaux discontinus.

(1) R. G. Busnel, P. Chauchard et H. Mazoué, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2347; P. Chauchard et H. Mazoué, *C. R. du Congrès de l'A.F.A.S.*, Dijon, 1956.
(2) M. C. et R. G. Busnel, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 292.

ENDOCRINOLOGIE. — *Action du glucagon sur le glucose libre du foie chez le Canard.* Note de MM. **René Agid** et **Pierre Mialhe**, présentée par M. Robert Courrier.

Le glucagon provoque chez le Canard pancréatectomisé une diminution importante du glucose libre du foie; en dehors d'une action glycogénolytique possible, il paraît favoriser la sortie du glucose de la cellule hépatique.

Chez le Canard, le glucagon joue un rôle particulièrement important dans la régulation de la glycémie : il permet de corriger l'hypoglycémie du Canard pancréatectomisé à jeun (1), et, en association avec l'insuline, dans certaines conditions, de maintenir une glycémie et une tolérance au glucose normales (2). Pour préciser les modalités d'action de cette hormone, il était utile d'étudier l'action du glucagon au niveau du foie, d'une part, sur le glycogène, et d'autre part, sur le glucose libre, dont le rôle dans la régulation glycémique est rarement envisagé et dont il existe peu de déterminations. On sait cependant que, chez le Lapin, par exemple, le glucose libre du foie se maintient à une concentration très élevée (1 % en moyenne) au cours d'états physiologiques variés (3), c'est-à-dire que la quantité totale contenue dans le foie est trois à quatre fois plus importante que celle du sucre du sang total de l'animal. Intermédiaire probable entre le glycogène du foie et le glucose sanguin, ce composé n'est pas lié au sucre du sang par un équilibre de diffusion simple, et ses variations doivent présenter un intérêt physiologique certain.

Le glycogène et le glucose du foie ont été déterminés chez des canards mâles Kaki Campbell, âgés de 6 mois à un an. La glycémie a été déterminée suivant la méthode de Hagedorn, le glycogène suivant celle de Schaffer-Somogyi, et le glucose libre du foie d'après une méthode décrite par l'un de nous (4). Les animaux ont été répartis en quatre groupes :

1. Canards à jeun depuis 24 à 48 h.
2. Canards à jeun, autopsiés 1 h après une injection de 10 μg intraveineuse et de 200 μg intramusculaire de glucagon par kilogramme.
3. Canards à jeun examinés 4 h après pancréatectomie.

4. Canards à jeun, pancréatectomisés, examinés 4 h ou plusieurs jours après l'opération, 1 h après avoir reçu les mêmes doses de glucagon que les normaux. En outre, deux animaux ont été autopsiés 25 h après l'opération, après maintien de la glycémie à la normale par le glucagon pendant 18 et 23 h.

Les tableaux donnent les valeurs de la glycémie, du glycogène et du glucose libre du foie, avec leurs marges de variation pour les quatre groupes d'animaux. On voit que le glucagon augmente la glycémie et que l'élévation de celle-ci est plus importante chez les animaux dépancréatés que chez ceux qui disposent d'une sécrétion d'insuline. Les valeurs les plus basses du glycogène hépatique s'observent chez les animaux dépancréatés recevant du glucagon, mais les variations importantes d'un animal à l'autre ne permettent pas de conclure à une action glycogénolytique nette du glucagon, d'autant plus que, chez les canards non opérés, la valeur moyenne est plus importante après action de cette hormone. Par contre, les valeurs du glucose libre sont homogènes et l'on peut constater avec la plus grande netteté la chute considérable du glucose du foie sous l'effet du glucagon chez les animaux dépancréatés. Chez les animaux normaux, la valeur moyenne du glucose du foie après action du glucagon est un peu plus basse également mais l'examen des chiffres individuels ne permet pas de conclure d'une façon ferme. La chute du glucose libre du foie est masquée chez l'animal pourvu d'un pancréas, par suite d'une sécrétion réactionnelle d'insuline que nous décrirons dans une publication ultérieure, même en l'absence d'hyperglycémie.

Ces résultats sont d'une interprétation délicate, mais nous paraissent justifier deux remarques. En premier lieu, on notera que la diminution du glucose libre du foie peut l'amener d'une valeur voisine de 600 mg % à des taux inférieurs à ceux de la glycémie, montrant à quel point l'équilibre entre le glucose hépatique et le glucose sanguin est complexe. Ces valeurs très basses du glucose et en général des glucides hépatiques posent la question de savoir si, après action du glucagon, l'hyperglycémie

Nos.	Glycémie.	Glycogène hépatique (mg %).	Glucose libre du foie (mg %).	Observations.
		Canards normaux.		
240...........	119	233	981	24 h de jeûne
238...........	138	81	–	»
281...........	126	189	600	»
232...........	114	132	304	»
242...........	153	455	755	48 h de jeûne
63...........	122	199	610	»
Valeur moyenne	129 ± 13 ([a])	215 ± 102	650 ± 222	

Nos.	Glycémie.		Glycogène hépatique (mg %).	Glucose hépatique (mg %).	Observations.
Canards normaux + glucagon ([b]).					
	Avant glucagon.	Après glucagon.			
233	116	177	305	500	24 h de jeûne
271	117	184	945	930	»
241	124	212	112	470	»
279	117	150	92	306	»
Valeur moyenne	118 ± 3 ([a])	180 ± 22	364 ± 346	551 ± 230	
Canards pancréatectomisés.					
236	60		223	785	24 h de jeûne, 4 h après opération
239	43		150	630	24 h de jeûne, 4 h après opération
253	61		72	520	24 h de jeûne, 18 jours après opération
245	120		84	515	24 h de jeûne, 21 jours après opération
Valeur moyenne	71 ± 29 ([a])		132 ± 60	615 ± 122	
Canards pancréatectomisés + glucagon.					
	Avant glucagon.	Après glucagon.			
287	72	236	76	328	24 h de jeûne, 4 h après opération ([b])
168	45	173	53	268	24 h de jeûne, 4 h après opération ([b])
270	50	160	66	267	24 h de jeûne, 4 h après opération ([b])
237	65	157	98	295	24 h de jeûne, 4 h après opération ([b])
259	83	191	25	126	48 h de jeûne, 25 h après opération ([c])
252	53	240	36	270	48 h de jeûne, 25 h après opération ([d])
276	79	213	20	215	24 h de jeûne, 21 jours après opération ([e])
273	55	59	0	27	24 h de jeûne, 19 jours après opération ([b])
Valeur moyenne	63 ± 13 ([a])	179 ± 51	47 ± 24	224 ± 94	

([a]) Erreur standard.
([b]) 10 µg intraveineuse + 200 µg intramusculaire. Prélèvements 1 h après l'injection.
([c]) 475 µg de glucagon en 18 h. Prélèvements 1 h après la dernière injection.
([d]) 960 µg de glucagon en 23 h. Prélèvements 1 h après la dernière injection.
([e]) 75 µg de glucagon. Prélèvements 1 h après l'injection.

est entièrement d'origine hépatique, malgré la néoformation constante de sucre dans cet organe à partir de protides ou de lipides. En deuxième lieu, on peut se demander si l'action primaire du glucagon porte sur le glycogène hépatique ou sur le glucose libre du foie. Même si l'effet porte, suivant l'opinion classique, sur l'hydrolyse du glycogène, la diminution si importante du glucose libre s'explique difficilement, puisqu'on s'attendrait, sinon à une augmentation, du moins au maintien du taux de ce composé. Il paraît nécessaire d'admettre que le glucagon est aussi capable d'agir sur le passage du glucose des cellules hépatiques vers le sang. Dans ces conditions l'hydrolyse du glycogène, quel qu'en soit le mécanisme enzymatique, pourrait se produire secondairement, tendant à maintenir le glucose hépatique à sa valeur normale. Étant donnée la complexité des réactions de l'organisme, cette hypothèse sur le mécanisme d'action du glucagon au niveau du foie n'est pas exclusive. En outre, il est possible que le glucagon ait une action extrahépatique.

(1) P. Mialhe, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1851.
(2) P. Mialhe, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 385.
(3) R. Agid, *Thèse de Sciences*, Paris, 1953.
(4) R. Agid, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1777.

ANTHROPOLOGIE. — *Les différences sexuelles d'ordre pondéral dans les os longs de l'Homme.* Note de M. **Henri-V. Vallois**, présentée par M. Louis Fage.

Des différents caractères métriques qui distinguent les os longs masculins des os longs féminins, le poids est de beaucoup le meilleur. Sur les os de l'avant-bras en particulier, les différences sexuelles d'ordre pondéral sont presque du simple au double.

Les seules différences sexuelles habituellement considérées dans les os longs sont celles qui ont trait au développement des saillies articulaires ou musculaires et à la longueur maximum; occasionnellement, on y ajoute celles du périmètre minimum. Dans une étude portant sur 72 humérus masculins et 58 féminins, 36 radius masculins et 18 féminins, 37 cubitus masculins et 19 féminins, 34 fémurs masculins et 15 féminins, tous os provenant de Français de 25 à 90 ans et de sexe connu, j'ai relevé pour chaque os la longueur, le périmètre, le poids et le volume, et calculé l'indice de robustesse (périmètre minimum × 100/longueur maximum). Le tableau qui suit donne les valeurs des os féminins, exprimées en pour-cent de celles des os masculins.

	Humérus.	Radius.	Cubitus.	Fémur.
Longueur maximum	92,6	88,2	89	93,3
Périmètre minimum	87,3	82,8	81,4	92,9
Poids	62,1	56,7	57,6	76,4
Volume	70,6	60,8	64,6	78,1
Indice de robustesse	93,8	94,8	91,5	100

Un certain nombre de faits résultent de ce tableau :

1° La longueur maximum des os féminins vaut à peu près les 9/10^e de celle des os masculins. La différence est donc un peu plus faible que celle normalement observée pour la stature : 92 à 93 %;

2° Le périmètre minimum, dimension qui exprime le développement de l'os dans le sens transversal, à un niveau où le rôle des insertions musculaires est pratiquement nul, présente une différence sexuelle un peu plus marquée : 85 % en moyenne. Par rapport à l'os masculin, l'os féminin perd donc plus en épaisseur qu'il ne perd en longueur;

3° L'indice de robustesse montre une différence sexuelle bien moindre que celle des deux dimensions qui le composent, et qui tombe même à zéro pour le fémur. Ceci confirme la faible action du sexe dans les rapports entre longueur et épaisseur;

4° Le poids présente une différence sexuelle beaucoup plus accusée que les trois données précédentes et qui, pour les os de l'avant-bras, va presque du simple au double;

5° Le volume montre lui aussi une forte différence, quoiqu'un peu moins marquée que pour le poids. Si l'on substitue au volume réel un volume théorique pris en considérant l'os comme un cylindre dont le périmètre minimum serait la circonférence et la longueur maximum la hauteur, on obtient des valeurs plus élevées de 2 à 5 unités. La diminution de l'os dans le sens transversal est donc plus accusée au niveau des épiphyses que de la diaphyse;

6° Toutes les différences sexuelles, pour les dimensions considérées, sont particulièrement marquées pour les os de l'avant-bras; elles sont minimums pour le fémur.

L'examen de la distribution des cas individuels permet encore de constater que, pour aucune des valeurs considérées, la totalité des os masculins ne peut être séparée de la totalité des os féminins. Il y a toujours chevauchement, c'est-à-dire que certains des os d'un des sexes ont des valeurs qui les placent à côté de ceux du sexe opposé.

Mais ce chevauchement, très marqué pour la longueur maximum et le périmètre minimum, l'est peu au contraire pour le poids et le volume. Si, faisant abstraction des cas extrêmes, on ne considère que la zone où les os masculins et féminins sont sensiblement à égalité, on constate que, pour l'humérus, cette zone comprend 42 os quand on considère la longueur, et 14 seulement quand on considère le poids (*fig.* 1 et 2), soit respectivement 32,3 et 10,7 % de l'ensemble. La différence est moins élevée pour le fémur : 21,4 % (longueur) et 18,3 % (poids). Elle s'accuse par contre beaucoup pour les os de l'avant-bras : la zone de chevauchement inclut 25,9 % des radius et 21,4 % des cubitus pour la longueur, tandis qu'elle a pratiquement disparu pour le poids. Seuls un radius et un cubitus

masculins se rangent dans la catégorie féminine, un radius et deux cubitus féminins dans la catégorie masculine; sur les graphiques, les courbes de distribution des deux sexes sont presque complètement indépendantes.

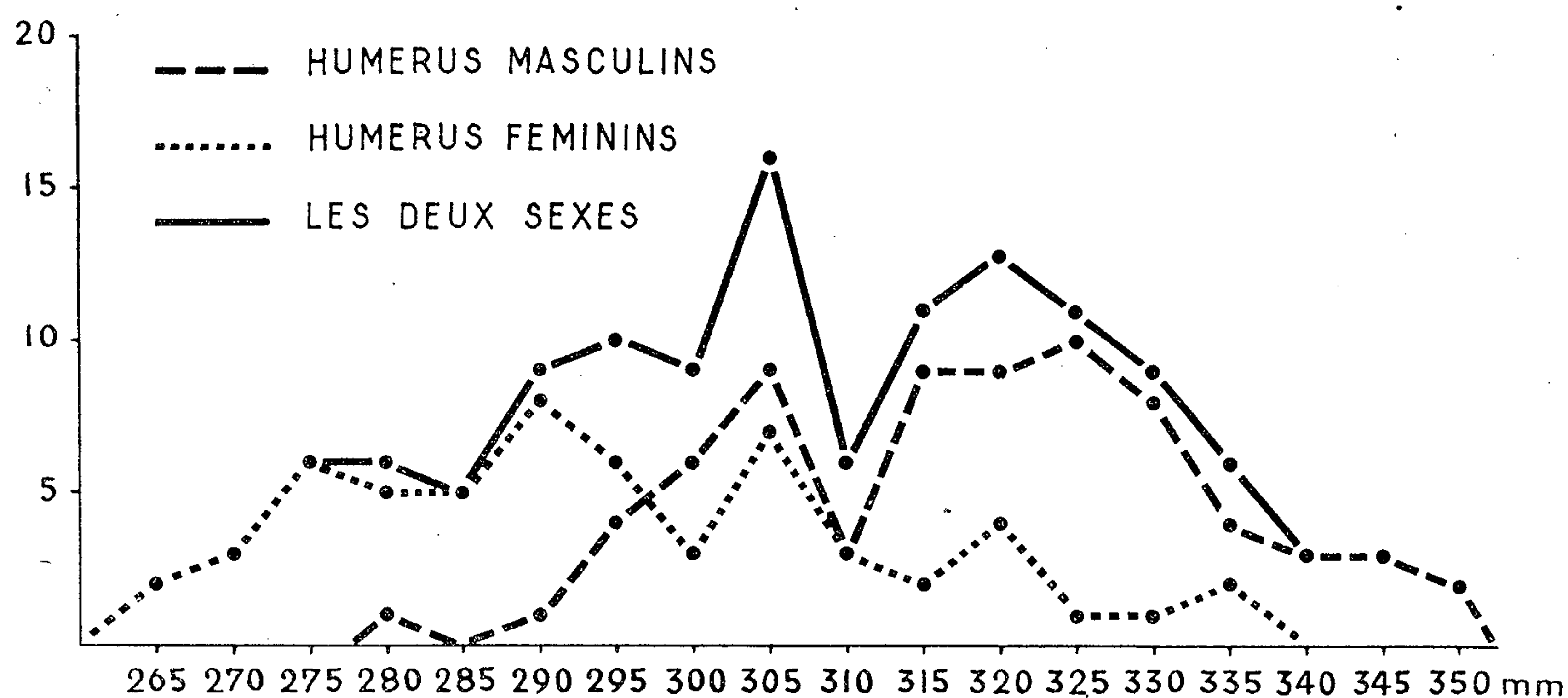


Fig. 1. — Humérus, distribution des longueurs.

Les résultats précédents ne sont naturellement pas propres aux os étudiés, non plus qu'aux Français. Des comparaisons faites sur des squelettes d'autres groupes raciaux (Noirs et Fuégiens), ou correspondant à d'autres os (vertèbres, clavicules, omoplates, tibias) ont donné des résultats analogues.

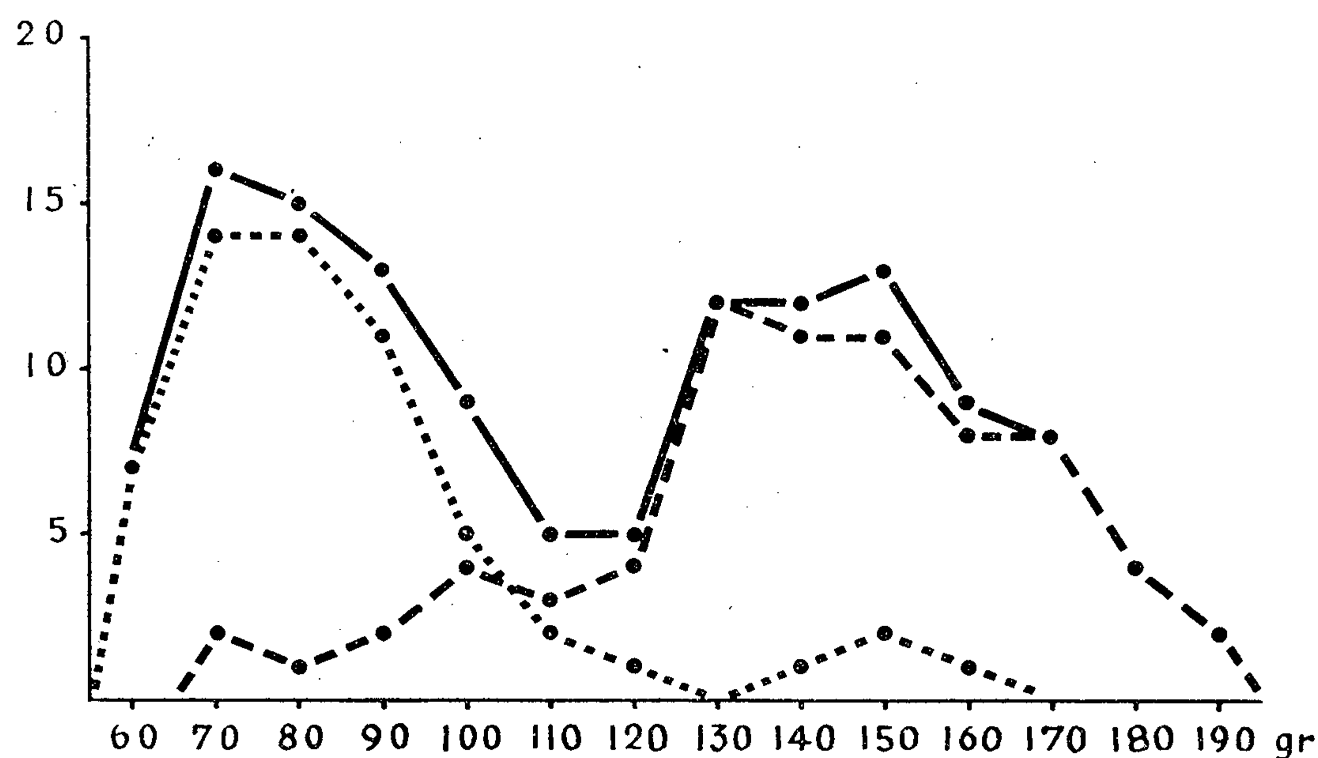


Fig. 2. — Humérus, distribution des poids.

Il est d'autre part connu depuis longtemps que le crâne, et plus spécialement la mandibule, présentent de fortes différences sexuelles pondérales. Mais celles constatées au niveau des os longs sont beaucoup plus marquées encore : le poids chez ceux-ci tient simultanément compte en effet de la

différence en longueur, de celle en épaisseur, de la différence éventuelle en densité, des différences enfin dues au développement des régions articulaires et des saillies d'insertion. Mieux que tout autre caractère, il permet, quand on se trouve en présence d'un ensemble d'os longs non identifiés (cas fréquent dans les gisements préhistoriques), ou d'un squelette isolé (cas possible en médecine légale), d'obtenir une détermination d'une précision très supérieure à celle des divers caractères employés jusqu'ici.

BIOLOGIE MARINE. — *Un nouveau type de plate-forme organogène dans l'étage mésolittoral sur les côtes de l'île de Majorque (Baléares).* Note de MM. **Roger Molinier** et **Jacques Picard**, présentée par M. Louis Fage.

Poursuivant nos recherches sur la morphologie littorale liée à l'existence des organismes marins, nous avons pu étudier sur la roche calcaire de la Cala Figuera (côte Sud-Est de Majorque) une plate-forme organogène située dans l'horizon inférieur de l'étage mésolittoral, alors que les autres plate-formes organogènes que nous avons décrites de la Méditerranée (par exemple : plate-formes à *Vermetus cristatus*) se situent dans l'horizon supérieur de l'étage infralittoral.

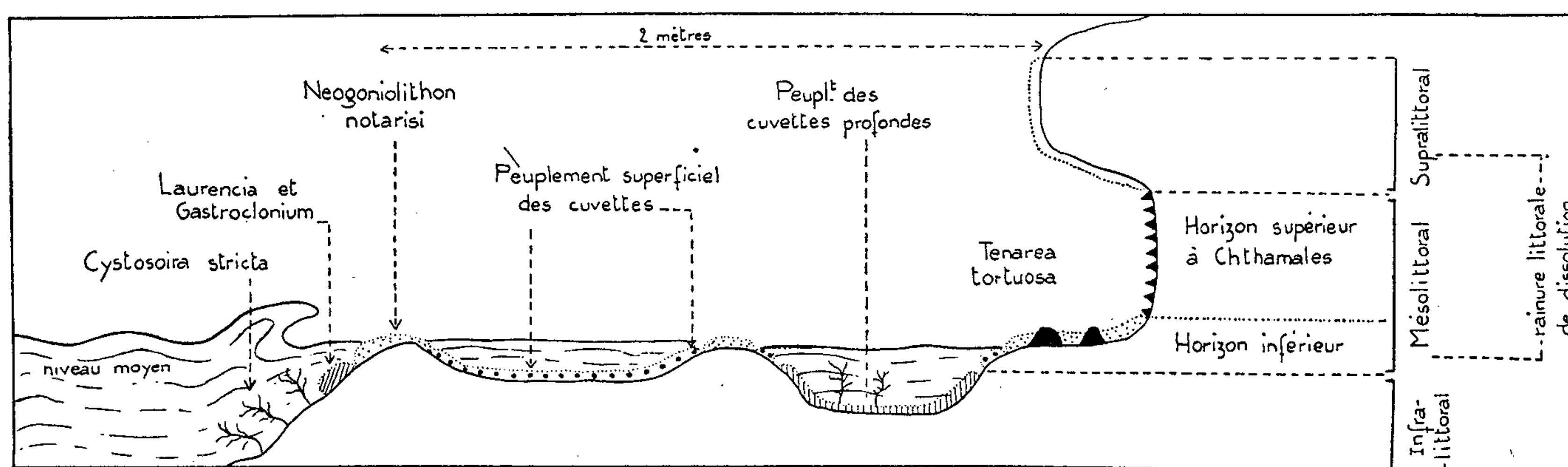
Nous préciserons tout d'abord que, à l'exception de la formation qui fait l'objet de cette Note, la zonation marine générale à Cala Figuera est parfaitement conforme à ce que l'on observe partout ailleurs en Méditerranée Occidentale. L'étage supralittoral présente une active dissolution de la roche par les Cyanophycées endolithes et est caractérisé par le Lichen *Verrucaria symbalana* dans les parties ombragées, le Gastéropode *Littorina* (*Melaraphe*) *neritoides* et l'Isopode *Ligia italica.*

L'étage mésolittoral, où l'on observe également une active dissolution de la roche par les Cyanophycées, présente un horizon supérieur à *Chthamalus stellatus* et *Patella lusitanica*, horizon au bas duquel apparaissent les premières *Rivularia atra* et où se superpose une ceinture de l'Algue *Polysiphonia sertularioides* (dét. H. Huvé); l'horizon inférieur de cet étage sera traité en détail ci-après.

Notons, en passant, que la rainure littorale de dissolution correspond ici à la base de l'étage supralittoral et à la totalité de l'horizon supérieur de l'étage mésolittoral.

L'étage infralittoral débute par un peuplement algal à base de *Laurencia papillosa* et *Gastroclonium clavatum* et se poursuit par l'habituelle et dense ceinture de *Cystoseira stricta* de mode battu ; le Pélécypode *Lithophaga aristata* (dont c'est là, nous semble-t-il, la première signalisation aux Baléares) perfore la roche en dessous des *Laurencia* et des *Gastroclonium*, tandis que l'habituel *Lithodomus lithophagus* débute sous la ceinture des Cystoseires.

Il nous reste maintenant à analyser l'horizon inférieur de l'étage mésolittoral, c'est-à-dire, précisément, la plate-forme subhorizontale partiellement protégée de la dissolution par les placages des Mélobésiées *Lithophyllum* sp. et *Neogoniolithon notarisi* (dét. H. Huvé). Ces placages sont



très généralement composés à 100 % par la Mélobésiée précitée, mais cependant, à la base de la rainure de dissolution littorale, il s'y mêle quelques thalles chétifs d'une autre Mélobésiée, *Tenarea tortuosa.* De même, vers l'extérieur de la plate-forme ainsi qu'au niveau des cuvettes qu'elle porte, il s'y mêle quelques *Vermetus cristatus*, cette dernière espèce ne pouvant s'y développer abondamment en raison du niveau trop élevé de la plate-forme. A la surface des thalles du *Neogoniolithon* on récolte de petits exemplaires du Chiton *Middendorfia caprearum*, tandis que dans la masse (quelques centimètres d'épaisseur au plus) on y trouve très abondamment le Pélécypode *Lasæa rubra* accompagné de quelques espèces de l'étage infralittoral qui remontent dans les microcavités : les Pélécypodes *Brachydontes minimus* et *Cardita calyculata*, et l'Isopode *Ischyromene lacazei.*

Les cuvettes de dissolution qui entaillent la plate-forme, là où n'existent pas les Mélobésiées protectrices, peuvent être divisées en deux catégories :

— les cuvettes peu profondes qui sont encore rattachables à l'étage mésolittoral, avec de grands *Middendorfia caprearum*, *Patella aspera*, *Rivularia atra*, *Callithamnium granulatum*, *Ceramium rubrum*, *Polysiphonia flocculosa* (Dét. H. Huvé), les trois dernières espèces étant connues comme s'installant hivernalement et à titre provisoire dans l'horizon inférieur de l'étage mésolittoral;

— les cuvettes plus profondes dont la marge supérieure porte un peuplement identique aux précédentes, mais dont le fond est peuplé d'espèces de l'étage infralittoral : sous-strate à base de *Laurencia papillosa* et *Gastroclonium clavatum*, strate élevée de *Cystoseira stricta* et *C. abrotanifolia.*

Il s'agit donc là d'une plate-forme érosive, partiellement protégée de la dissolution par un recouvrement fragmentaire d'une Algue calcaire au niveau de l'horizon inférieur de l'étage mésolittoral.

BIOCHIMIE. — *Sur l'obtention d'un acide désoxyribonucléique de thymus de veau hautement polymérisé sous une forme pulvérulente favorable à l'étude au microscope électronique.* Note (*) de M. **Roger Vendrely**, Mme **Colette Vendrely** et M. **Charles Sadron**, présentée par M. Robert Courrier.

Une méthode d'obtention de l'acide désoxyribonucléique de thymus de veau sous une forme pulvérulente est décrite. Cet état de l'acide désoxyribonucléique semble très favorable à l'étude au microscope électronique.

L'acide désoxyribonucléique hautement polymérisé préparé par extraction saline précipite en milieu alcoolique sous forme de longues fibres agglomérées. C'est sous cette forme fibreuse que se présentent généralement les différents acides désoxyribonucléiques polymérisés qu'on utilise dans la plupart des laboratoires pour les études tant physiques que physicochimiques.

Fig. 1.

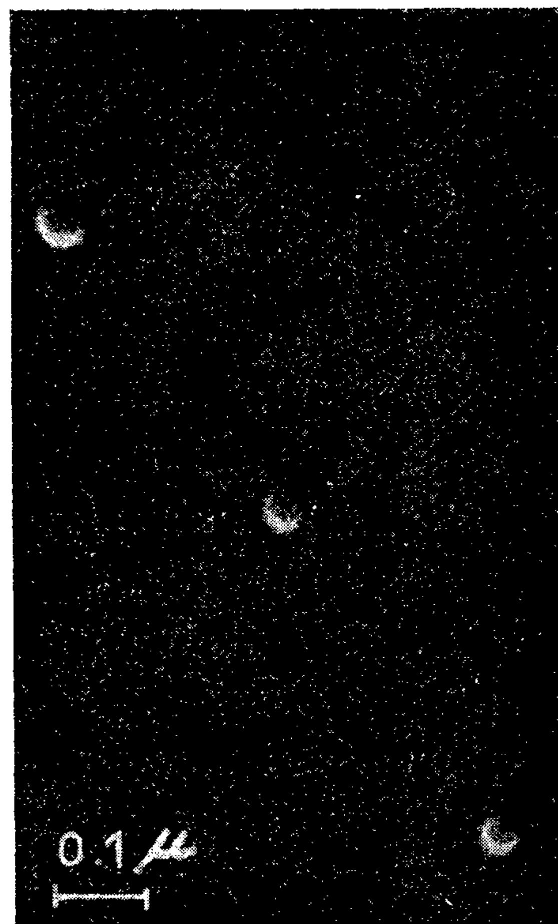


Fig. 2.

Récemment, nous avons réussi à obtenir un acide désoxyribonucléique polymérisé sous une forme très finement divisée en procédant de la façon suivante : un échantillon brut d'acide désoxyribonucléique est préparé à partir de thymus de veau par la méthode au sel. Cet acide nucléique est déprotéinisé par la méthode préconisée par Signer et Schwander (contact prolongé avec une solution saturée de ClNa, suivi de précipitation alcoolique). Ce matériel brut débarrassé de l'excédent de sel qu'il

renferme par une série de dissolutions dans de l'eau distillée, suivies de reprécipitations par l'alcool, acquiert alors la propriété d'être soluble dans des alcools de titre élevé.

En ajoutant de façon ménagée du chlorure de sodium à une solution de cet acide désoxyribonucléique dans de l'alcool isopropylique à 75°, on assiste à la formation d'un précipité d'une finesse extrême. Ce précipité recueilli et séché donne un produit pulvérulent très fin.

L'analyse chimique de cette poudre montre qu'il s'agit d'un acide nucléique authentique : P % = 8,82, N % = 15,6, N/P = 1,76. La masse moléculaire que M[me] Freund a déterminée par diffusion de la lumière dans les solutions aqueuses salines est de l'ordre de 8 à 9 millions.

Cette forme pulvérulente de l'acide désoxyribonucléique est très propice à une étude au microscope électronique. Il suffit en effet de déposer la

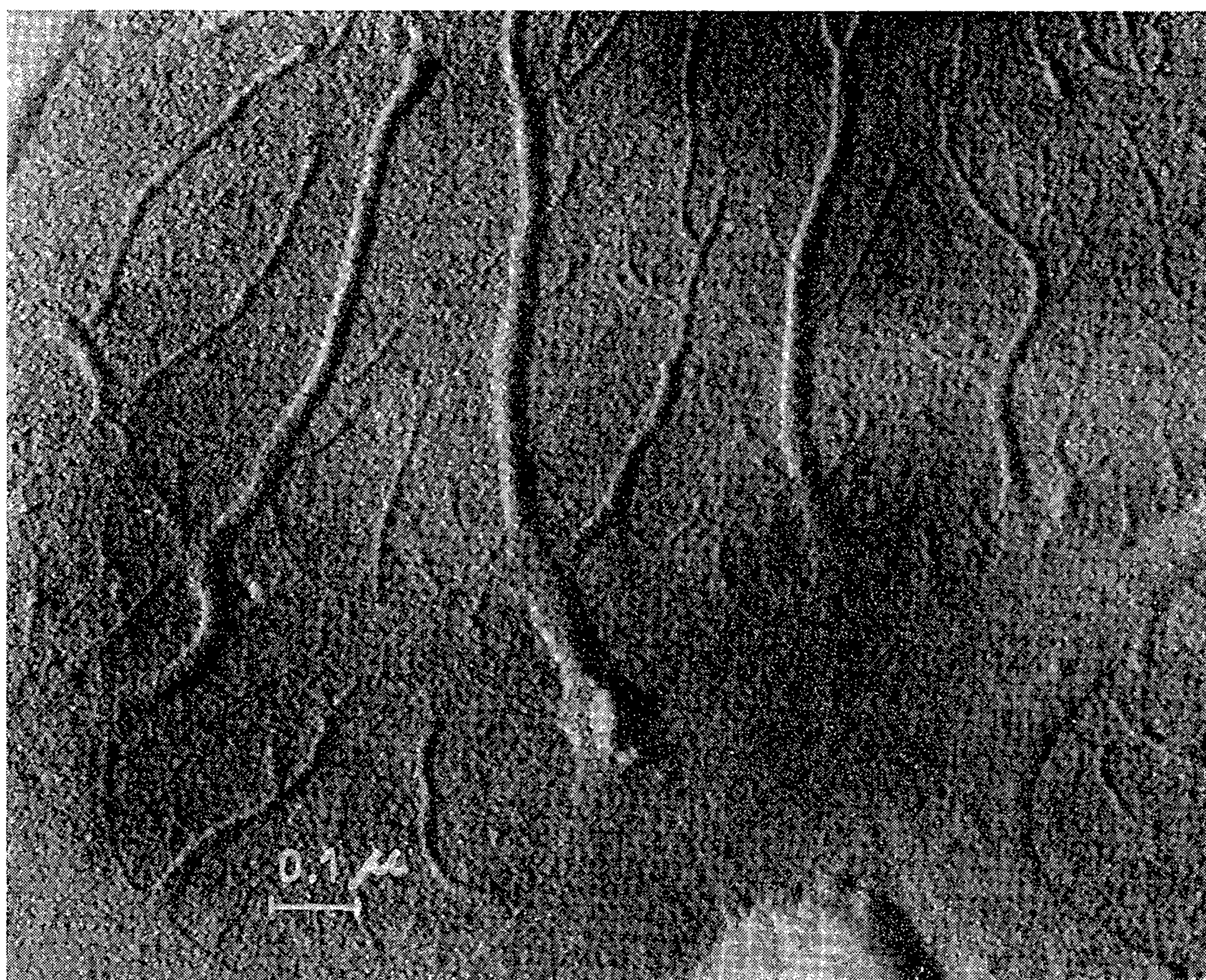


Fig. 3.

poudre bien sèche sur un portoir du microscope et de l'examiner après ombrage au chrome ou à l'or. Nous avons ainsi obtenu des images de sphérules remarquablement nettes de 400 Å de diamètre environ et qui paraissent de taille assez régulière ou d'aggrégats de sphérules (clichés 1 et 2).

Dans certaines conditions d'hydratation (que nous aurons à préciser plus tard) il nous a été possible d'observer une sorte de « germination » de ces aggrégats de petites sphères qui s'épanouissent alors en filaments

extrêmement ramifiés dont les branches terminales présentent une finesse remarquable (cliché 3). L'épaisseur limite de ces filaments semble se trouver au voisinage de 20 Å, ce qui est justement l'ordre de grandeur attribué au diamètre de la double spirale de Crick et Watson.

Une étude plus approfondie de ce phénomène de transformation est en cours à l'heure actuelle.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

CHIMIE BIOLOGIQUE ANALYTIQUE. — *Sur la séparation, en chromatographie de partage sur papier, de l'acide indolacétique, et de certains composés fluorescents (Scopolétine), apparentés à la Coumarine.* Note de M. **Jean Pavillard** et M^lle **Charlotte Beauchamp**, transmise par M. Raoul Combes.

Un nouveau mélange de solvants est proposé grâce auquel il est possible de séparer, en chromatographie sur papier, l'acide indolacétique et la scopolétine, que les méthodes usuelles de purification n'arrivent pas à séparer.

L'application de l'analyse chromatographique aux extraits auxiniques a montré, à côté de plusieurs substances actives sur la croissance : acide indol-3-acétique (AIA) et composés apparentés, l'existence constante d'une ou de plusieurs fractions inhibitrices diversement situées sur le chromatogrammes [Linser, Luckwill, Bennet-Clark et coll., Bitancourt, Nitsch ([1])]. Le rôle de ces inhibiteurs dans la croissance est encore incertain, la plupart d'entre eux n'ayant pu jusqu'ici être identifiés. On ne connaît leur existence que par leur effet inhibiteur sur l'élongation des sections de coléoptiles.

Mais l'examen des chromatogrammes en lumière ultraviolette a permis de repérer certains de ces inhibiteurs car ils présentent une fluorescence caractéristique [Mavrodineanu, Sanford et Hitchcock ([2])].

Utilisant cette technique pour des extraits de feuilles de tabacs, sains ou atteints de diverses maladies à virus, nous avons constaté que la méthode préconisée par Kefford ([3]) ne permettait pas d'obtenir une bonne séparation des divers composants de l'extrait à chromatographier. En effet, avec les solvants indiqués par cet auteur, on observe en ultraviolet, à l'emplacement de l'AIA une tache fluorescente bleu brillant, rappelant la fluorescence caractéristique (à pH donné) de la scopolétine (7-hydroxy, 6-méthoxycoumarine) [Best, Goodwin et Kavanagh, Swain, Eberhardt ([4])].

Pour vérifier la possibilité de cette superposition, nous avons procédé à une série d'extractions par la méthode de Kefford (1954) et celle de Nitsch (1955) à partir de solutions mixtes de AIA et de scopolétine (Delta Chemical C°, N. Y.). Le mélange : solutions alcooliques de AIA 10^{-6} M

et de scopolétine 10^{-5} M, est traité par les solvants indiqués, puis purifié, exactement comme un extrait végétal.

On constate que :

1° La scopolétine *suit exactement* le AIA, en particulier dans toutes les phases de la purification d'après le protocole de Kefford. Faute d'un fluorescimètre, il ne nous a pas été possible de déterminer avec précision les pertes en scopolétine au cours de l'expérience, comme il est facile de le faire pour le AIA [5]. Mais on en retrouve des quantités très importantes dans l'extrait final à chromatographier.

2° La séparation chromatographique n'est pas réalisée avec les solvants, phases stationnaire et mobile, préconisés par Kefford. On retrouve la scopolétine aux mêmes R_f que le AIA (AIA : 0,35, scopolétine : 0,38).

Nous avons alors cherché un mélange permettant une bonne séparation de ces deux corps et le tableau résume les résultats obtenus :

Phase stationnaire.		Phase mobile.		R_f. AIA.	R_f. Scop.	Observations et durée moyenne de la migration.
ropanol/NH_3/eau........	10/1/1	Isopropanol/eau.......	10/1	0,35	0,38	Bennet-Clark et Kefford [1]
»	8/4/1	Id.		0,50	0,55	(10 h)
ropanol/eau............	10/1	Id.		0,55	0,50	(7 h)
ropanol/ac. acétique/eau.	10/1/1	Id.		0,20	0,25	Pas de séparation
ropanol/isobutanol/eau...	8/4/1	Id.		–	–	
ropanol/butanol/eau.....	8/4/1	Id.		–	–	
utanol/NH_3/eau.........	10/1/1	Isobutanol/eau........	10/1	–	–	
ropanol/acétone/eau.....	10/1/1	Isopropanol/eau......	10/1	0,72	0,86	Utilisation de l'acétone solvant de la scopolétine (Goodwin et Kavanagh) [4]
utanol/acétone/eau......	10/1/1	Isobutanol/eau........	10/1	0,61	0,64	
ropanol/iso-tanol/acétone aq........	4/2/1	Isopropanol/eau.......	10/1	0,75	0,83	(7 h)
ropanol/acétone/eau.....	10/1/1	Acétone aq...........	–	0,95	0,95	–
utanol/acétone/eau......	10/1/1	Isopropanol/acétone aq.	10/1	0,74	0,87	(6 h)
utanol/acétone/eau......	10/2/1	Isopropanol/eau.......	10/1	0,52	0,86	(6 h)

Le meilleur couple de solvants est : isobutanol/acétone/eau en proportions 10/2/1 (en volumes) pour la phase stationnaire et isopropanol/eau (10/1) pour la phase mobile.

En chromatographie bidimensionnelle par contre, tous les mélanges permettent d'obtenir une bonne séparation des deux corps. Cependant on assiste régulièrement à une détérioration partielle du AIA qui se scinde en deux taches colorées différemment par les réactifs utilisés. Il s'agit très probablement d'une oxydation partielle de l'acide par l'oxygène présent dans l'atmosphère de la cuve, puisque cette disjonction s'effectue même en l'absence de scopolétine, comme nous l'avons vérifié.

En conclusion, lorsqu'il s'agit d'extraits végétaux à chromatographier, il est nécessaire de faire toujours un examen en lumière ultraviolette filtrée pour vérifier si l'absence d'activité biologique du AIA à l'emplacement prévu ne proviendrait pas de la superposition à cet acide d'un inhibiteur analogue à la scopolétine. Si l'on observait une fluorescence différente de celle indiquée par Leopold et Sen pour le AIA, il conviendrait alors de faire un essai avec le couple de solvants que nous préconisons dans cette Communication.

(1) LINSER, *Planta*, 39, 1951, p. 377; LUCKWILL, *Nature*, 169, 1952, p. 375; BENNET-CLARK et coll., *Nature*, 171, 1953, p. 645; BITANCOURT, *Rev. Gén. Bot.*, 62, 1955, p. 498-598; NITSCH, *Beiträge Biol. Pflanzen*, 31, 1955, p. 387-408.

(2) MAVRODINEANU, SANFORD et HITCHCOCK, *Contrib. Boyce Thompson Inst.*, 18, 1955, p. 167-172.

(3) KEFFORD, *J. Exp. Bot.*, 6, 1955, p. 129-151.

(4) BEST, *Austr. J. Exp. Biol. Med. Sci.*, 22, 1944, p. 251-255; GOODWIN et KAVANAGH, *Bull. Torrey Bot. Club*, 76, 1949, p. 255-265; SWAIN, *J. Biol. Chem.*, 53, 1953, p. 200-208; EBERHARDT, *Zeits. f. Bot.*, 43, 1955, p. 405-422.

(5) Intensité de la coloration du AIA avec les réactifs de Salkowski modifié et d'Ehrlich (P. LARSEN, *Modern methods of plant analysis*, 3, 1955, p. 612-614).

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Remplacement total de la méthionine par la sélénométhionine dans les protéines d'*Escherichia coli. Note de MM. **GEORGES N. COHEN** et **DEAN B. COWIE**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Un mutant d'*Escherichia coli* incapable de synthétiser la méthionine peut croître exponentiellement et synthétiser des protéines enzymatiquement actives en présence de sélénométhionine et en l'absence totale de méthionine.

R. Munier et G. N. Cohen (1), (2) ont vu que la para-fluorophénylalanine peut être incorporée à la place de la phénylalanine et de la tyrosine dans les protéines d'*Escherichia coli.* Lorsque la proportion d'analogue n'est pas trop élevée (environ 50 % de remplacement), les protéines synthétisées comprennent encore certains enzymes actifs (β-galactosidase, par exemple). Au contraire, lorsque la teneur en *p*-fluorophénylalanine est maximum, et que toute la phénylalanine et toute la tyrosine sont remplacées, les bactéries ne synthétisent plus de β-galactosidase.

Nous décrivons ici une situation où un analogue structural de la méthionine, la sélénométhionine, remplace intégralement l'aminoacide naturel correspondant. Les protéines formées au cours de la croissance normale observée sont, dans ce cas, fonctionnelles.

Nous avons utilisé le mutant d'*E. coli* ML 304 *d*, exigeant la méthionine pour sa croissance. Ce mutant croît exponentiellement et peut être repiqué

indéfiniment sur milieu synthétique additionné de sélénométhionine à la place de méthionine, en présence de sulfate pour assurer la synthèse des autres métabolites soufrés (cystéine, glutathion, vitamines).

Le taux de croissance est réduit par rapport à celui obtenu avec la méthionine (temps de division augmenté de 30 %). Nous avons vérifié régulièrement que le mutant employé était stable; en effet, après 70 générations sur sélénométhionine, nous avons constaté que les bactéries étaient toujours incapables de se développer sur un milieu minimum; d'autre part, nous avons cultivé le mutant sur sélénométhionine en présence de sulfate

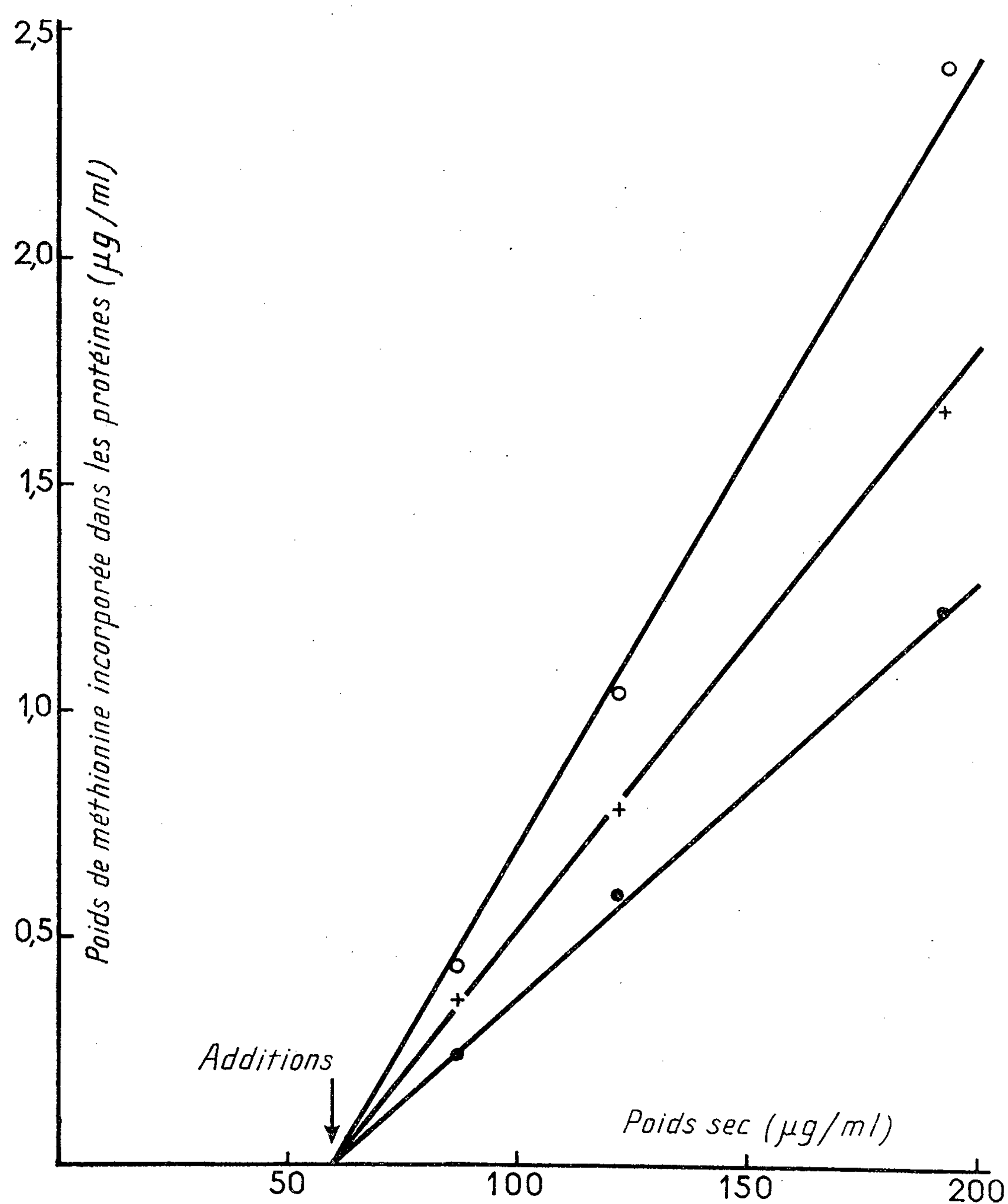


Fig. 1. — Réduction de l'incorporation de la méthionine radioactive par la sélénométhionine (Mutant ML 304 *d*).

Abscisses : poids secs de la culture au cours de la croissance.

Ordonnées : poids de méthionine incorporée au cours de la croissance.

○ culture témoin; DL-méthionine 5.10^{-5} M.

× Idem + DL-sélénométhionine 5.10^{-5} M.

● Idem + DL-sélénométhionine 10^{-4} M.

DL-méthionine radioactive : 312 000 impulsions-minute/micromole.

radioactif, nous avons hydrolysé les protéines et chromatographié l'hydrolysat et n'avons pas trouvé de méthionine radioactive, alors que la cystéine obtenue est hautement radioactive. En outre, la co-chromatographie de méthionine radioactive sans entraîneur et de sélénométhionine (en quantité suffisante pour donner une forte réaction positive à la ninhydrine) nous a montré que la sélénométhionine de synthèse que nous avons employée (provenant du Docteur Alex Shrift, de l'Université de Pennsylvanie) est exempte de toute trace de méthionine.

Si l'on cultive le mutant en présence d'un mélange de méthionine radioactive (^{35}S) et de sélénométhionine, le taux de croissance est le même qu'en présence de méthionine seule; cependant, on observe une réduction de 26 % de l'incorporation de la méthionine pour un rapport moléculaire analogue sélénié/méthionine = 1 et de 48 % pour un rapport double (*fig.* 1).

Nous avons étudié la synthèse induite de la β-galactosidase au cours de la croissance du mutant sur méthionine, sur sélénométhionine ou sur des mélanges en proportions variables de ces deux substances. Si l'on appelle 100 le taux différentiel de synthèse sur méthionine seule, les taux

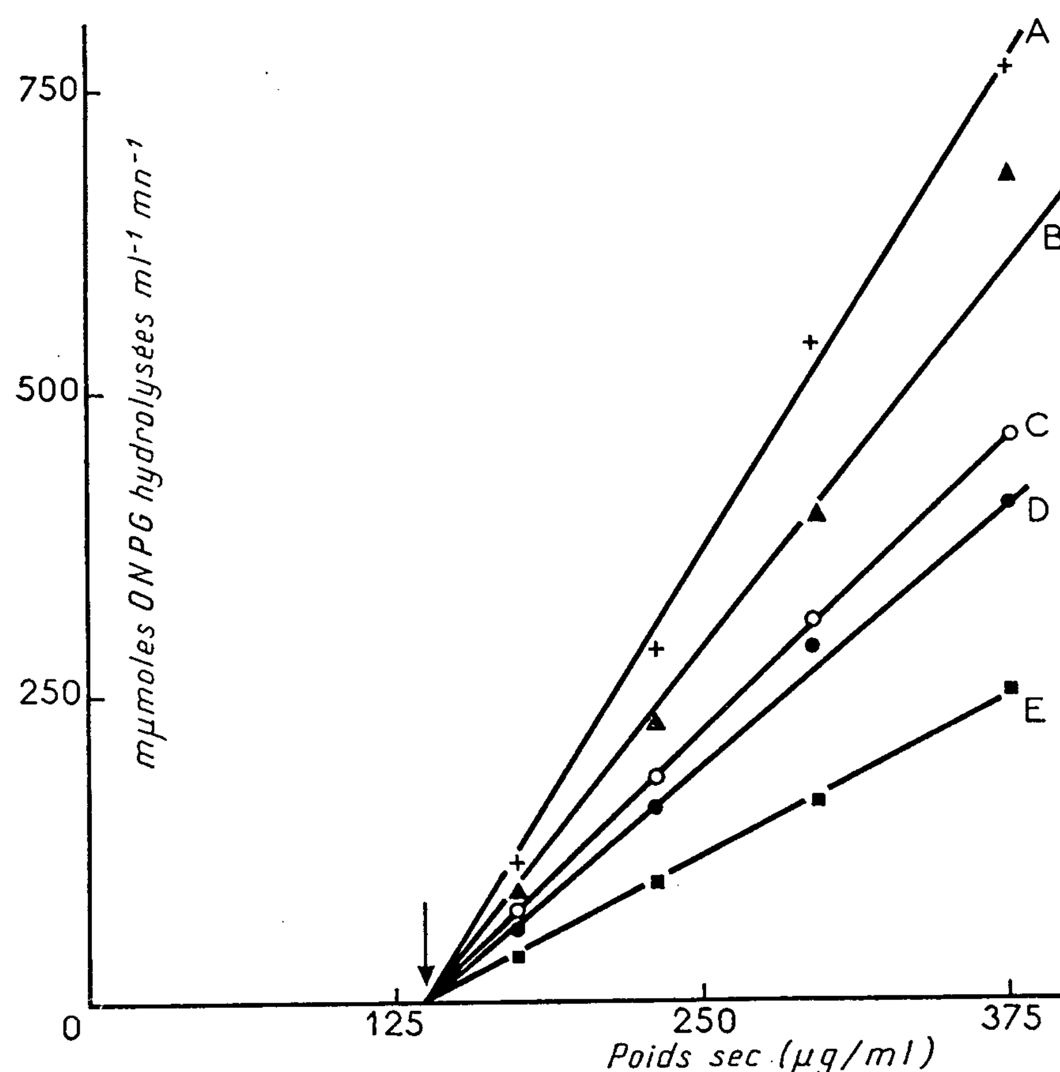


Fig. 2. — Synthèse de la β-galactosidase par le mutant ML 304 *d* en présence de méthionine, de sélénométhionine et de mélanges de ces deux substances en proportions variables.

Abscisses : poids secs de la culture au cours de la croissance.

Ordonnées : Unités d'activité β-galactosidasique ([3]).

La flèche indique l'addition de l'inducteur de la β-galactosidase qui était le thiométhyl-β-D-galactoside 10^{-3} M.

A : DL-méthionine 5.10^{-5} M; B : Idem + DL-sélénométhionine 5.10^{-5} M; C : Idem + DL-sélénométhionine $2,5.10^{-4}$ M; D : Idem + DL-sélénométhionine 5.10^{-4} M; DL-sélénométhionine 10^{-4} M.

différentiels sont respectivement de 77 pour un rapport moléculaire sélénométhionine/méthionine = 1, de 59 pour un rapport de 5, de 50 pour un rapport de 10 et de 35 pour une croissance sur sélénométhionine pure (*fig.* 2).

Ce dernier résultat peut être attribué soit à la synthèse d'une β-galactosidase dont l'activité spécifique est modifiée, soit à une diminution de la synthèse d'enzyme, soit enfin à une combinaison de ces possibilités. La solution de ce point particulier ne pourra être donnée qu'après isolement de la séléno-β-galactosidase pure. Quoiqu'il en soit, le présent travail démontre qu'*E. coli* peut synthétiser des protéines enzymatiquement actives dont un aminoacide est remplacé *totalement* par un analogue non naturel.

(1) *Biochim. Biophys. Acta*, 21, 1956, p. 592.
(2) En préparation.
(3) J. Monod, G. Cohen-Bazire et M. Cohn, *Biochim. Biophys. Acta*, 7, 1951, p. 585.

BACTÉRIOLOGIE. — *Étude quantitative des lactobacilles et des coliformes dans le tube digestif du Porc adulte.* Note de MM. **Pierre Raibaud**, **Maurice Caulet** et **Germain Mocquot**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Les lactobacilles sont, dans le tube digestif du Porc adulte, les organismes vivants les plus nombreux, depuis l'estomac jusqu'aux fèces comprises. Les coliformes sont toujours moins nombreux que les lactobacilles et leur nombre est sujet à des variations individuelles beaucoup plus importantes que celui des lactobacilles.

Les travaux de François et Michel (1) et de Michel (2), (3), (4) sur le métabolisme de la flore intestinale à différents niveaux du tube digestif chez le Porc adulte ont montré la variété et l'importance des réactions de catabolisme dues à cette flore complexe. Pour préciser la part qui revient, dans ces activités enzymatiques, à chacun des groupes bactériens présents nous avons entrepris l'étude systématique et quantitative de cette flore et nos premières recherches ont porté sur les lactobacilles et les coliformes.

Sur des porcs pesant environ 100 kg et nourris avec un régime équilibré, nous avons prélevé, aussitôt après l'abattage, le contenu de l'estomac et le contenu de l'intestin aux niveaux suivants : début et fin de l'intestin grêle (3 m environ après l'estomac et avant le cæcum), cæcum, début et fin du colon. Nous avons également prélevé des fèces fraîchement émises. 235 échantillons provenant de 82 porcs ont été ainsi examinés.

Quelques minutes après les prélèvements, 10 g de chaque échantillon sont mis en suspension dans 90 ml d'eau stérile et dilués dans du lait

peptonisé suivant une gamme de dilution décimale. Les dilutions sont aussitôt ensemencées sur les milieux de culture. Pour les lactobacilles, nous avons mis au point un milieu contenant par litre : autolysat de levure 10 g, peptone 3 g, extrait de viande 5 g et glucose 20 g. Le pH est ajusté à 6,2 avant stérilisation. Ce milieu, utilisé en boîtes de Pétri, nous a donné des résultats comparables à celui de Briggs (5). L'autolysat de levure a déjà été employé par A. K. Sijpesteijn (6) dans un milieu destiné à cultiver la flore du rumen et par Andjelkovski (7) dans un milieu pour lactobacilles. Pour les coliformes, nous avons utilisé les techniques classiques d'ensemencement en bouillon bilié au vert brillant ou gélose au désoxycholate.

Les tableaux I et II résument l'ensemble de nos résultats. Le tableau II montre que, dans l'estomac, les lactobacilles représentent une véritable flore constitutive; leur nombre, toujours élevé, oscille entre des limites assez étroites alors que le nombre de coliformes est bien plus faible et variable selon les animaux étudiés. Dans la première partie de l'intestin grêle, où se déverse la bile, il en est de même; et cependant la bile inhibe, *in vitro*, la croissance des lactobacilles sans inhiber celle des coliformes. Dans les autres parties de l'intestin, les lactobacilles maintiennent leur dominance sur les coliformes et les variations individuelles sont toujours moins importantes pour les lactobacilles que pour les coliformes.

Cette flore de lactobacilles est, en fait, la flore dominante dans tout le tube digestif du Porc adulte. On rencontre éventuellement d'autres germes : anaérobies facultatifs (streptocoques, levures) ou anaérobies stricts, en nombre aussi élevé que celui des lactobacilles, mais dans tous les échantillons étudiés les lactobacilles étaient présents dans la flore dominante.

TABLEAU I.

Numérations des lactobacilles et des coliformes à différents niveaux du tube digestif chez le Porc adulte.

Portions du tube digestif.	Nombre d'échantillons étudiés.	Moyenne arithmétique des valeurs obtenues. Lactobacilles.	Coliformes.
Estomac	80	$2{,}6.10^8$ (**)	$1{,}4.10^4$
Intestin grêle 1 (*)	35	$1{,}1.10^8$	$1{,}8.10^6$
Intestin grêle 2 (**)	20	$9{,}9.10^7$	$4{,}8.10^6$
Cæcum	39	$1{,}9.10^8$	$1{,}2.10^7$
Colon près cæcum	19	$1{,}8.10^8$	$1{,}1.10^7$
Rectum	22	$2{,}2.10^8$	$8{,}6.10^6$
Fèces	20	$6{,}9.10^8$	$5{,}4.10^6$

(*) Intestin grêle 1 : 3 m environ d'intestin après l'estomac.
Intestin grêle 2 : 3 m environ d'intestin avant le cæcum.

(**) Des chiffres indiquent le nombre de germes par gramme de contenus stomacal et intestinal.

TABLEAU II.

Répartition des valeurs obtenues pour les numérations de lactobacilles et de coliformes.

	LogN (*).	0-1.	1-2.	2-3.	3-4.	4-5.	5-6.	6-7.	7-8.	8-9.	9-10.	10-11.
Estomac	Lactobacilles....	–	–	–	0	1,2 (**)	2,5	6,2	19	70	1,2	0
	Coliformes......	22	10	16	19	15	12	5	0	–	–	–
Intestin grêle 1	Lactobacilles....	–	–	–	–	0	2,8	8,5	63	26	0	–
	Coliformes......	–	0	14	23	11	28	14	8,5	0	–	–
Cæcum	Lactobacilles....	–	–	–	–	–	–	0	51	46	2,6	0
	Coliformes......	–	–	–	0	5,1	38	41	13	2,6	0	–
Fèces	Lactobacilles....	–	–	–	–	–	–	–	0	70	30	0
	Coliformes......	–	–	–	–	0	28	57	14	0	–	–

(*) LogN : logarithme à base 10 du nombre d'organismes vivants par gramme de contenu stomacal ou intestinal.
(**) Les chiffres du tableau sont les pourcentages d'échantillons dans chaque classe considérée.

Willingale et Briggs [8] ont examiné seulement le cæcum et les fèces de porcs adultes. Ils ont trouvé les mêmes résultats que nous : une flore dominante de lactobacilles et streptocoques, alors que les coliformes sont toujours moins nombreux.

Cette flore peut être profondément modifiée si le régime alimentaire est déséquilibré. Nous avons examiné quelques porcs nourris avec un régime exempt de matières azotées : coliformes et streptocoques dominaient dans tout le tube digestif alors que les lactobacilles étaient absents. D'autre part, chez les porcelets âgés de quelques semaines, les lactobacilles sont numériquement moins importants que les coliformes [Larson et Hill [9]]. Mais chez le Porc adulte, de même que chez le Rat et la Souris [Porter et Rettger [10], Vincent, Veomett et Riley [11]], chez le Dindon [Harrison et Hansen [12]] et le Poulet [Shapiro et Sarles [13]], les lactobacilles apparaissent comme des hôtes normaux et dominants dans tout le tube digestif. Ils jouent sans doute un rôle important, mais qui reste à préciser, dans la nutrition de l'animal qui les héberge.

(1) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 124.
(2) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 808.
(3) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1770.
(4) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2883.
(5) *J. Dairy, Res.*, **20**, 1953, p. 36.
(6) *Cellulose decomposing bacteria from the rumen of cattle*, p. 49.
(7) *Dairy Sc. Abst.*, **18**, 1956, p. 857.
(8) *J. Appl. Bact.*, **18**, 1955, p. 284.
(9) *J. Anim. Sci.*, **14**, 1955, p. 674.
(10) *J. Infectious Diseases*, **66**, 1940, p. 104.
(11) *J. Bact.*, **69**, 1955, p. 38.
(12) *J. Bact.*, **60**, 1950, p. 543.
(13) *J. Bact.*, **58**, 1949, p. 530.

IMMUNOLOGIE. — *Étude quantitative des conditions nécessaires à l'apparition d'un état de tolérance immunitaire*. Note de MM. **Jean-Marie Dubert** et **Alain Paraf**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'injection d'une quantité suffisante d'albumine humaine à des lapins pendant les huit jours qui suivent leur naissance, les rend tous définitivement inaptes à la synthèse des anticorps spécifiques. De très faibles quantités d'albumine introduites durant cette période permettent de reproduire ce phénomène dans un certain nombre de cas. Pratiquées à partir du 8e jour, les injections sont immunisantes.

Si des lapins nouveau-nés reçoivent des injections d'albumine humaine ou bovine, ces animaux, devenus adultes, s'avèrent incapables de produire les anticorps spécifiques correspondants. R. Q. Hanan et J. Oyama (1), F. J. Dixon et P. H. Maurer (2), B. Cinader et J. M. Dubert (3) ont régulièrement reproduit ce phénomène et montré sa spécificité. Cette inhibition spécifique traduit un état de tolérance immunitaire acquise tel que l'ont défini R. D. Owen (4), R. E. Billingham, L. Brent et P. B. Medawar (5). Mais Burnet et coll. (6), J. Verge et A. Paraf (7) avec des corps microbiens, M. Cohn (8) avec divers antigènes purifiés n'ont pas observé ce phénomène. Ces contradictions peuvent être dues soit à la nature des antigènes employés, soit à la quantité d'antigène injecté et à la répartition des doses dans le temps. Dans le cas des albumines hétérospécifiques, les quantités injectées (1), (2), (3), réparties sur une période de 20 jours ou plus étaient de 20 mg au moins. Nous nous sommes proposé de préciser, dans le cas de l'albumine humaine, les conditions qui permettent de provoquer l'état de tolérance.

L'antigène utilisé est une préparation purifiée d'albumine humaine (Behringwerke). Pendant les 20 jours qui suivent la naissance, les lapins reçoivent des injections d'albumine humaine en solution, selon diverses modalités que nous préciserons; ceux qui sont traités de la même manière proviennent de portées différentes. Tous les lapins, lorsqu'ils atteignent un poids de 2 kg, subissent un prélèvement de sang puis reçoivent quatre injections intraveineuses, en quatre jours consécutifs, de 5 mg d'albumine humaine en solution isotonique. Trois semaines plus tard, on injecte à nouveau, par voie intraveineuse, 15 mg d'albumine humaine. La présence d'anticorps dans le sérum est recherchée par la méthode d'hémagglutination passive [S. V. Boyden (9)].

Nous relatons deux groupes d'expériences. L'ensemble de ces essais a porté sur 82 lapins.

1. *Rôle de la dose d'antigène injecté et du nombre des injections.* — Tous les animaux reçoivent journellement, à partir de la naissance, une injection intrapéritonéale d'antigène. Ils sont divisés en trois lots recevant respec-

tivement à chaque injection : 10, 200 et 1000 μg d'albumine humaine. Dans chaque lot, le nombre des injections varie : 1, 2, 5 ou 20 selon les catégories. Des témoins, pris au hasard dans les différentes portées, ne reçoivent pas d'antigène durant cette période post-natale.

TABLEAU I.

Quantité par injection.	Nombre d'injections. 1.	2.	5.	20.	Total.
Témoins non injectés					1/16
10 μg	1/2	–	2/2	3/7	6/11
200 μg	2/7	5/7	6/7	–	13/21
1 000 μg	2/2	2/2	1/1	8/8	13/13

Le dénominateur indique le nombre d'animaux présents dans chaque catégorie. Le numérateur indique le nombre de ces animaux qui présentent un état de tolérance immunitaire : au cours de l'immunisation effectuée chez ces animaux adultes, aucun anticorps anti-albumine humaine n'a pu être décelé.

Le tableau I résume les résultats obtenus. Des doses d'antigène très faibles, même relativement au poids du Lapin nouveau-né, suffisent à faire apparaître l'état de tolérance dans une proportion significative des cas. Lorsque les injections de 200 μg sont répétées, leur effet semble cumulatif. Des injections de 1 mg entraînent la tolérance dans tous les cas. Notons que, parmi les témoins qui n'ont reçu aucune injection à la naissance, un individu (sur 16) s'est montré spontanément tolérant. Une semblable exception avait été observée par Cinader et Dubert ([3]).

Par l'injection de doses croissantes d'albumine humaine, on augmente donc *graduellement* jusqu'à 100 % la *fréquence* d'apparition du phénomène de tolérance immunitaire qui peut être spontané.

Les titres d'anticorps déterminés chez les animaux qui, malgré des injections post-natales, n'ont pas présenté un état de tolérance, varient dans les mêmes limites que les titres observés pour les témoins. Ce résultat suggère que l'apparition du phénomène de tolérance suit une loi du tout ou rien. Mais des observations plus étendues seraient nécessaires pour confirmer cette hypothèse.

2. *Période post-natale durant laquelle il est possible de produire le phénomène de tolérance immunitaire.* — Notre hypothèse de travail est la suivante : les lapins sont susceptibles d'être rendus tolérants à condition que l'antigène soit administré avant que son système immunitaire, arrivé à maturation, lui permette de répondre par la formation d'anticorps à l'injection d'antigène.

Les animaux, divisés en trois lots, reçoivent respectivement 10, 200 et 1000 μg d'antigène par injections, celles-ci étant répétées quotidiennement jusqu'au 20e jour après la naissance; selon les catégories, elles débutent à partir du 2e, du 5e, du 7e ou du 10e jour après la naissance.

TABLEAU II.

Quantité injectée.	Age en jours lors de la première injection. 2.	5.	7.	10.
10 μg	2/4	1/2	–	–
200 μg	1/1	4/4	–	0/3
1 000 μg	1/1	–	3/4	0/2

Le tableau II résume les résultats obtenus, les symboles utilisés étant les mêmes que ceux du tableau I. Dans le lot qui a reçu des injections de 10 μg, la tolérance a été acquise dans la même proportion que pour les lapins injectés avec les mêmes doses dès le jour de la naissance (*cf.* tableau I).

Les deux autres lots montrent que le Lapin nouveau-né peut être rendu tolérant à la condition que l'antigène soit introduit avant le 10e jour, la limite se situant vraisemblablement vers le 7e ou le 8e jour. De tous les sérums prélevés sur les lapins devenus adultes, avant toute réinjection d'albumine humaine, seuls les sérums des lapins injectés à partir du 10e jour ou, dans un cas, à partir du 7e jour, présentent des anticorps décelables. Pour des doses d'albumine suffisantes, toute injection pratiquée pendant la première semaine suscite un état de tolérance; réalisée après ce délai, l'injection provoque la formation d'anticorps.

(1) *J. Immunol.*, 73, 1954, p. 49.
(2) *J. Exp. Med.*, 101, 1955, p. 245.
(3) *Brit. J. Exp. Path.*, 36, 1955, p. 515.
(4) *Science*, 102, 1945, p. 400.
(5) *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 239, 1956, p. 357.
(6) F. M. BURNET, J. D. STONE et M. EDNEY, *Aust. J. Exp. Biol. Med. Sci.*, 28, 1950, p. 291.
(7) *C. R. Soc. Biol.* (sous presse).
(8) M. COHEN, *New York Acad. of science* (sous presse).
(9) *J. Exp. Med.*, 93, 1951, p. 107.

La séance est levée à 15 h 55 m.

R. C.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 4 FÉVRIER 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce le décès de M. **Paul Walden**, Correspondant pour la Section de Chimie, survenu à Gammertingen, Würtemberg (Allemagne), le 22 janvier, et celui de M. **Charles Killian**, Correspondant pour la Section de Botanique, survenu à Récife (Brésil), le 27 janvier. Il invite l'Académie à se recueillir en silence pendant quelques instants, en signe de deuil.

Les Notices nécrologiques d'usage seront déposées en l'une des prochaines séances, sur M. *Paul Walden* par M. **Georges Chaudron**, sur M. *Charles Killian* par M. **Henri Humbert**.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur la distance de deux lois de probabilité.* Note de M. **Maurice Fréchet**.

Une formule explicite et simple est donnée pour représenter la distance de deux lois de probabilités quand on utilise la première des trois définitions de cette distance proposées par Paul Lévy. Une quatrième définition est proposée.

Paul Lévy a proposé (1) trois définitions de la distance de deux lois de probabilité L, L′.

Nous examinerons ici la première, qui est la plus intuitive et qui, contrairement à ce que l'on aurait pu attendre, conduit à des formules très simples.

Selon cette première définition, la distance (L, L′) de ces deux lois est la borne inférieure de la « distance globale »

$$([X], [Y])$$

de deux nombres aléatoires X, Y qui ont respectivement L et L′ comme lois de probabilités individuelles, quand la corrélation entre X et Y varie.

Il est clair que la distance (L, L′) va dépendre de la définition adoptée pour la distance globale de X et de Y.

Nous prendrons ici, pour cette distance, l'écart quadratique moyen de X et de Y. En appelant $F(x)$, $G(y)$, $H(x, y)$ les fonctions de répartition respectives de X, de Y et du couple (X, Y), cet écart quadratique moyen D_H a pour carré

$$D_H^2 = \mathfrak{M}_H(X-Y)^2 = \iint_P (x-y)^2\, d_x d_y\, H(x, y),$$

l'intégrale étant étendue au plan P de xOy.

Un calcul immédiat montre que l'on a, avec les notations habituelles

$$(1)\qquad D_H^2 = (\overline{X} - \overline{Y})^2 + \sigma_X^2 + \sigma_Y^2 - 2\sigma_X\sigma_Y r_H.$$

Dès lors, on peut écrire pour la distance (L, L') des deux lois

$$(2)\qquad \boxed{(L, L') = \sqrt{(\overline{X} - \overline{Y})^2 + \sigma_X^2 + \sigma_Y^2 - 2\rho\sigma_X\sigma_Y},}$$

où ρ est la borne supérieure (nécessairement $\leqq 1$) du coefficient de corrélation (linéaire) r_H entre X et Y quand $H(x, y)$ varie. Nous allons calculer ρ.

Cas d'une même loi réduite. — Il y a un cas particulier important, où l'on peut donner immédiatement la valeur de ρ.

C'est celui où X et Y ont *la même loi réduite* [par exemple si X et Y ont chacune une densité de probabilité constante sur deux segments finis respectifs; si X et Y obéissent à la loi de Laplace (dite normale), etc.]. *Dans ce cas particulier*, on a $\rho = +1$, d'où

$$(3)\qquad \boxed{(L, L') = \sqrt{(\overline{X} - \overline{Y})^2 + (\sigma_X - \sigma_Y)^2}.}$$

Cas général. — Dans le cas général, non seulement r_H, mais aussi ρ seront inférieurs à 1. L'expression de (L, L') sera moins simple, mais s'obtiendra encore explicitement.

Nous pouvons, en effet, considérer $H(x, y)$ comme définissant un « tableau de corrélation » dont les « marges » sont définies par les fonctions $F(x)$, $G(y)$.

Or nous avons montré ([2]) que l'ensemble des fonctions $H(x, y)$ est identique à l'ensemble des fonctions de répartition dont les valeurs sont comprises entre deux d'entres elles, à savoir

$$(4)\qquad \begin{cases} H_0(x, y) = \mathrm{Max}[F(x) + G(y) - 1, 0], \\ H_1(x, y) = \mathrm{Min}[F(x), G(y)]. \end{cases}$$

Poursuivant cette étude (d'ailleurs dans un autre but), Salvemini avait conjecturé que $\mathfrak{M}_H(X-Y)^2$ atteignait sa borne inférieure pour $H \equiv H_1$. Bass a énoncé ([3]) le résultat correspondant pour r_H dans le cas où X et Y sont bornés (et m'en a communiqué la démonstration). Un peu plus tard, Dall'Aglio ([4]) a validé la conjecture de Salvemini dans un cas plus général encore.

On a donc, sous des conditions suffisantes peu restrictives (et qui ne sont peut être pas nécessaires)

$$(L, L') = \sqrt{(\bar{X} - \bar{Y})^2 + \sigma_X^2 + \sigma_Y^2 - 2 r_{H_1} G_X \sigma_Y}.$$

Dall'Aglio donne la valeur explicite de $(L, L')^2$ par une combinaison d'intégrales.

On peut en donner une expression différente et peut être plus simple et plus commode sous la forme suivante.

Nous avions fait observer que si $F(x)$ et $G(y)$ sont continus et croissantes, $H_1(x, y)$ est la fonction de répartition qui correspond au cas où il y a une relation fonctionnelle croissante entre X et Y, soit

$$F(x) = G(y) \qquad \text{ou} \quad y = \lambda(x)$$

d'où

$$\boxed{(L, L') = \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} [x - \lambda(x)]^2 \, dF(x)}.}$$

Une quatrième définition. — La première définition de la distance (L, L′) due à Paul Lévy répond bien à notre intuition. Mais elle exige la détermination préalable d'une borne inférieure.

Nous avons vu que cette détermination préalable a été faite dans le cas où

$$([X], [Y])_H = \sqrt{\mathfrak{M}_H (X - Y)^2}.$$

Mais elle reste à faire pour d'autres choix de la distance globale. Et non seulement ceci reste à faire, mais ce sera, en général, un problème un peu délicat, comme le montre le fait que Bass et Dall' Aglio ont dû imposer des conditions restrictives à $F(x)$ et à $G(y)$.

Pour esquiver ces deux difficultés, nous allons proposer une quatrième définition. Si celle-ci les supprime, en effet, il faut reconnaître qu'elle est moins intuitive que celle de Lévy.

Nous poserons, *a priori*, sans explication

$$(L, L') = ([X], [Y])_{H_1}.$$

On peut en donner deux justifications. D'une part, elle coïncide avec celle de Lévy, au moins dans le cas, examiné plus haut, où la distance globale de X et Y est égale à leur écart quadratique moyen. D'autre part, on peut prouver que cette valeur de (L, L′) vérifie bien même dans le cas général les trois conditions imposées à la notion de distance.

Remarque. — Salvemini avait déjà observé (¹) que « l'indice quadratique de dissemblance » de Gini est égal au second membre de (3) quand X et Y sont *laplaciennes*. D'où il résulte que *dans ce cas*, cet indice est égal à la « distance »

des deux lois de fréquence de X et de Y. On peut même prouver qu'il en est ainsi pour deux lois de fréquence quelconques de X et de Y.

Cette Note sera développée dans le numéro spécial dédié à Paul Lévy du Journal de l'École Polytechnique.

(1) *Voir* p. 331 de la 2e édition du Premier Livre de nos *Recherches théoriques modernes sur le Calcul des Probabilités*, chez Gauthier-Villars, Paris.

(2) *Ann. Univ. Lyon*, Section I, 1954, p. 53-77. *Voir* aussi un complément dans notre Note sous le même titre dans ces *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2426.

(3) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 839.

(4) *Ann. Sc. Norm. Sup.*, Pisa, série III, **10**, 1956, p. 35-74.

(5) *L'indice quadratico di dissomiglianza tra distribuzioni gaussiane*, *Societa italiana di Statistica*, Atti della XIV Riunine Scientifica, Roma, 1954, p. 1-7.

HYDRAULIQUE. — *Construction graphique et grandeurs relatives pour l'étude des surpressions dans les conduites.* Note (*) de M. **Léopold Escande.**

L'emploi de grandeurs relatives permet d'appliquer directement la méthode graphique classique de Bergeron à l'étude de problèmes généraux de surpressions.

Soit q_0 le débit de régime permanent, a la célérité des ondes, S la section de la conduite, en M, à l'instant t, posons

$$\xi_* = \frac{aq_0}{gS}, \qquad \mu = \frac{2L}{a}.$$

La première quantité représente la surpression consécutive à une fermeture instantanée du débit q_0, la seconde, la durée de l'aller-retour d'une onde d'un bout à l'autre de la conduite.

F et f désignant les ondes de surpression, de célérité $\pm a$, qui se croisent en M à l'instant t, où la surpression et le débit sont ξ et q, considérons les grandeurs relatives suivantes :

$$\xi' = \frac{\xi}{\xi_*}, \qquad F' = \frac{F}{\xi_*}, \qquad f' = \frac{f}{\xi_*}, \qquad q' = \frac{q}{q_0}, \qquad t' = \frac{t}{\mu}.$$

On déduit alors immédiatement des équations fondamentales d'Allievi, les relations suivantes :

$$\xi' = q' - 1 + 2F'$$
$$\xi' = -(q' - 1) + 2f'$$

D'après ces relations, le point $M'(q', \xi')$, point de fonctionnement à l'instant relatif t', dans le plan des axes $Oq'\xi'$, satisfait aux conditions suivantes : les points M' correspondant à une même valeur des ondes F' ou f' sont situés sur une même droite Φ' ou φ', inclinée de $+45°$ pour Φ' ou $-45°$, pour φ' sur l'axe des abscisses.

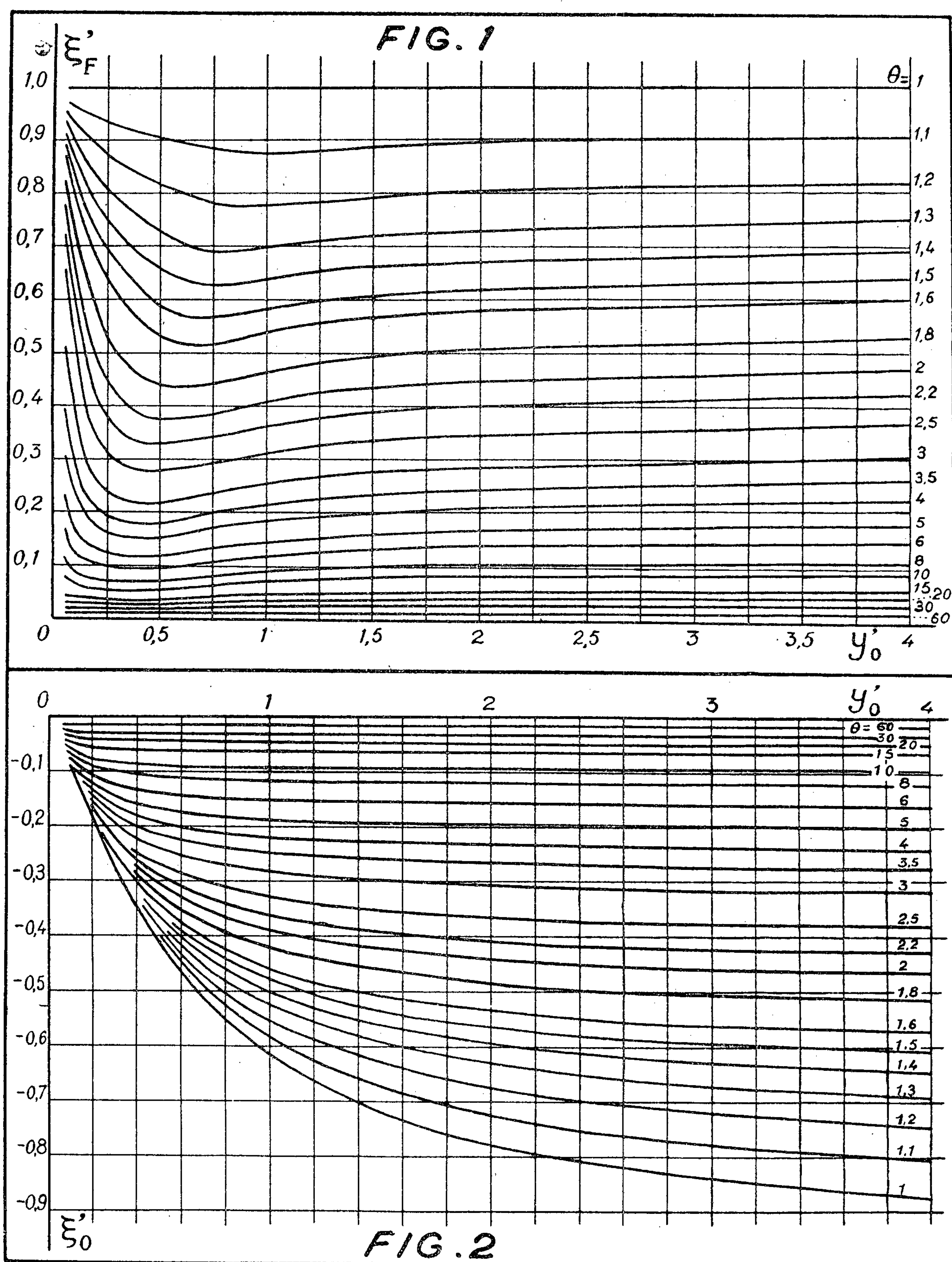
De même, les points de fonctionnement, au droit du distributeur, sont situés

sur la parabole d'axe $O\xi'$ d'équation :

$$\xi' = y'_0\left(\frac{q'^2}{\lambda^2} - 1\right),$$

avec

$$y'_0 = \frac{y_0}{\xi_*} \qquad \text{et} \qquad \lambda = \frac{s}{s_0},$$



y_0 désignant la pression statique, s et s_0 les sections ouvertes du distributeur à l'instant t et en régime permanent.

Ces données fondamentales permettent d'étendre la méthode graphique de Bergeron à l'étude directe des problèmes de surpressions, à partir des données plus générales que fournissent les grandeurs relatives, les droites caractéristiques de la méthode classique ayant ici pour pente ± 1.

Nous avons appliqué cette méthode à l'étude des manœuvres linéaires de fermeture ou d'ouverture de durée absolue τ, de durée relative

$$\theta = \frac{\tau}{\mu}.$$

Les résultats obtenus sons résumés dans deux abaques qui donnent, dans le cas de la fermeture (*fig.* 1), la surpression relative maximum

$$\xi'_F = \frac{\xi_F}{\xi_*},$$

et dans le cas de l'ouverture (*fig.* 2), la plus forte dépression relative

$$\xi'_0 = \frac{\xi_0}{\xi_*}.$$

pour diverses valeurs de θ, en fonction de la valeur relative de la pression statique :

$$y'_0 = \frac{y_0}{\xi_*}.$$

Nous avons comparé les résultats ainsi obtenus à ceux que fournissent les abaques déduits par Allievi de la méthode analytique et obtenu une très bonne coïncidence.

Par ailleurs, en ce qui concerne la fermeture, De Sparre avait donné des formules pour le calcul de ξ_F : exprimées en grandeurs relatives, ces formules deviennent les suivantes :

Cas où $y'_0 > 0,5$

$$\xi'_F = \frac{2y'_0}{(2y'_0 + 1)\theta - 1}.$$

Cas où $y'_0 < 0,5$

$$\xi'_F = \frac{2y'_0}{4y'_0\theta - 1}.$$

En comparant les résultats fournis par ces formules à ceux que donne l'abaque de la figure 1, nous avons constaté que les écarts demeurent inférieurs à 9 % pour

$$\frac{\xi_F}{y_0} = \frac{\xi'_F}{y'_0} < 1,$$

c'est-à-dire dans les limites d'emploi des formules de De Sparre.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

MYCOLOGIE. — *Les Agarics hallucinogènes du genre* Psilocybe *recueillis au cours de notre récente mission dans le Mexique méridional et central en compagnie de M. R. Gordon Wasson.* Note de M. **Roger Heim.**

Dans deux Notes précédentes [1], j'ai présenté quelques données préliminaires sur les champignons hallucinogènes utilisés en sorcellerie par certaines tribus indiennes du Mexique, grâce aux échantillons qu'avaient bien voulu me communiquer M. R. Gordon Wasson et Mme Valentina Pavlovna Wasson, de New-York, à la suite des voyages qu'ils avaient accomplis, de 1953 à 1955, dans les pays mazatèque, mixe, zapotèque et nahua, du Mexique méridional et central.

Dans le but de recueillir à l'état vivant ces Agarics divinatoires et d'éprouver sur place leurs propriétés traditionnellement qualifiées comme enivrantes ou narcotiques, en vérité hallucinogènes, nous avons pu, depuis, parcourir avec M. R. Gordon Wasson, et en compagnie de M. Guy Stresser-Péan, les pays mazatèque et chatino, en juillet-août 1956, puis nous rendre en pays aztèque, sur les flancs du Popocatepetl, accompagnés de Mme Carmen Cook de Leonard et de M. Donald Leonard, de Mexico.

La chance nous a été donnée de pouvoir récolter à l'état frais la presque totalité de ces espèces, soit sept au moins. J'ai réussi d'autre part à cultiver sur place, en milieux artificiels à base de malt gélosé, six d'entre elles, tandis que mon collaborateur, M. Roger Cailleux, à qui j'envoyais régulièrement à Paris les sporées de ces champignons, réalisait de son côté, à partir de la spore, les cultures pures de certaines. Actuellement, nos recherches ont abouti à fixer pour deux de ces espèces la composition très favorable de milieux de culture aptes à produire des carpophores en abondance, dans des conditions qui dépassent le cadre habituel des méthodes de laboratoire; cette obtention permettra donc d'aborder les aspects propres à la nature chimique des corps actifs et à leurs propriétés pharmacodynamiques. L'ingestion de ces champignons, expérimentée personnellement, m'a d'autre part conduit à des observations qui feront l'objet d'une prochaine Communication.

La présente étude a pour but de préciser, après nos deux Notes préliminaires, la nature spécifique et les caractères essentiels de cinq remarquables espèces ainsi recueillies, celles qui se réfèrent au genre *Psilocybe.*

C'est bien, en effet, aux *Psilocybe* (sensu Quélet, Patouillard) que se rattache la majeure partie des espèces hallucinogènes mexicaines, ainsi que je l'avais établi dans une précédente Note, où je rapportais à cette coupure les *Psilocybe mexicana, cordispora, macrocystis, Mazatecorum* et *Zapotecorum,* toutes espèces mentionnées alors — sous réserve d'une étude ultérieure sur échantillons frais — comme nouvelles pour la science.

Notre expédition avec M. Gordon Wasson nous a permis de caractériser définitivement les *Psilocybe mexicana, Aztecorum, Zapotecorum* et *cærulescens,* ce dernier sous deux formes différentes : *Mazatecorum* et *nigripes.*

a. Le *Psilocybe mexicana* Heim, décrit succinctement dans ma première Note de 1956, croît à l'état naturel dans les prairies et les terres cultivées, parfois au bord des chemins, dans les champs de maïs ou en leur voisinage immédiat. Nous l'avons recueilli avec nos compagnons (2) en pays mazatèque, aux environs de Huautla de Jiménez, du 9 au 18 juillet 1956, à une altitude de 1500 à 1800 m environ. C'est le *pi·tpa* (3) des Mixes (Mazatlan de los mixes, leg. G. Wasson, 1954), le *'ndi*^{1} *ši*^{3} *tho*^{3} *ni*^{4} *se*$^{3.4}$ (4) des Mazatèques de Huautla (c'est encore le Psilocybe n° 3, récolté en 1953 à Huautla par G. Wasson).

A la description première, j'ajouterai les caractères très notables de l'hygrophanéité du chapeau, de son revêtement glabre et de son profil parfois heptagonal, de sa couleur ocre sur le frais (puis bientôt K.137 pâle, sur les bords 143; ou 153 C avec le mamelon 153 D), et devenant glauque verdâtre par la dessiccation (K.128 sur le disque, 178 C dessous, 203 A dans la partie cylindracée du piléus). Dans le type, le diamètre du chapeau n'excède pas 2 cm, aucun bleuissement ne se manifeste dans la chair qui est ocracé clair dans le chapeau et plus pâle dans le pied, celui-ci long, grêle, tenace, tendant vers le roux (K.127 à 152, ou 128), creux, la cavité étant tapissée d'un tomentum blanc. Les lames sont brun subolivâtre, puis pourpre foncé (de 130 à 65), finalement violet foncé (K.65). La teinture de gaïac colore en bleu vif au bout de quelques minutes la chair du haut du pied et du chapeau ainsi que la trame des lames.

Ce champignon a été retrouvé au cours de notre séjour en pays chatino, qui constitue une petite enclave entre les régions mixtèque et zapotèque, près de Yaitépec (5) dans le district de Juquila; les Indiens le nomment *cuir*^{3} *ya*^{2} *jo*^{3}'T' *o*^{3} *ki*^{3} (6). Son odeur *violente* de farine et sa saveur astrictive sont celles qui se retrouvent dans la plupart des autres Agarics hallucinogènes.

Les spores mesurent sur certains échantillons 9-11,5 × 6-7,5 en frontal, 9-10,5 × 6-7 μ en dorsiventral, sur d'autres 8-10 × 6-7 et 9-10 (-11) × 5-7, sur d'autres encore 7-9 × 5,5-6 et 7-8 × 5-5,5 μ seulement.

Tels sont les caractères essentiels de cette espèce *à l'état sauvage.* Nous verrons ailleurs quelles modifications dans sa morphologie et son chimisme entraîne la culture au laboratoire.

b. Au *Psilocybe cærulescens* Murrill je rattache deux formes distinctes recueillies dans les pays mazatèque (Huautla de Jiménez, juillet 1956) et chatino (Yaitépec, juillet-août 1956); nous les appellerons respectivement var. *Mazatecorum* et var. *nigripes.*

Le *Ps. cærulescens* Murr. var. *Mazatecorum* Heim a été observé en

abondance dans la région de Huautla de Jiménez, toujours sur résidus provenant du traitement de la canne à sucre. On sait déjà par ma Note précédente de quelle variabilité morphologique ce champignon est le siège. Elle nous est apparue quand nous avons pu constater les différences entre les échantillons poussés à l'ombre des caféiers et ceux venus en plein soleil sur tas amoncelés de bagasse. Dans le premier habitat, le champignon se montre plus grêle, la chair piléique, pelliculaire, livrant ainsi des stries pliciformes obtuses dans la partie moyenne du rayon. La couleur du chapeau, brun verdâtre (K.139) ou noir-pourpre (K.70), son aspect gras et brillant, l'umbo net, d'un ton brun-noir à peine bleuâtre, le différencient des exemplaires poussés à la lumière, où le chapeau, hygrophane et en cloche, à peine visqueux puis glabre, non sillonné-strié à l'état adulte, d'un brun obscur où se mêlent l'ocre, le roux et l'olivâtre, pâlit rapidement au début de la dessiccation, devenant peu à peu ocre à partir du sommet, et tendant vers un gris olivâtre; au sommet, plus fauve, s'imprime une dépression que limite un bourrelet circulaire; le pied est épais, paille subocracé, et parfois bleuit subtilement et très localement à la base; il est revêtu d'une pellicule papyracée séparable, enveloppant elle-même un cortex épais de 2 mm et une cavité large du tiers. Les jeunes champignons se révèlent irréguliers dans leur convexité, festonnés-lobulés et anarchiquement sillonnés à la marge, généralement ocres brunâtres, parfois — quand ils ont souffert — entièrement verts bleuâtres. Le pied, cylindracé et robuste, se montre à l'état jeune guêtré entièrement d'un voile floconneux-soyeux et blanc, faisant place bientôt, dans la moitié inférieure, à des mouchetures apprimées, en flamme, tandis qu'il subsiste un appendiculum cortinoïde autour du chapeau. Le mycélium, abondant, est spartoïde et presque rhizomophoïde, blanchâtre ou bleuâtre.

Le champignon à la rupture ou la section devient çà et là bleu-vert assez intense (K.399). Sa chair est élastique, brun foncé sous la pellicule piléique selon une profondeur des 3/4 de la chair, et gris olivâtre dans le pied; l'hypophylle, nettement différenciée, apparaît brune et se scinde en deux à l'insertion sur le cylindre annulaire formé par le cortex pédiculaire. Les lames, paille foncé (153 C), puis mauve, revêtent la couleur K.73 au milieu de leur développement. Serrées, étroites, adnées, elles se rétrécissent fortement vers la marge piléique, qui est étroitement involutée, et leur arête au bord ondulé blanchâtre devient parfois bleu-vert. La chair vire au bleu intense, instantanément, sous l'action du gaïac.

Les spores de diverses récoltes montrent une relative constance, que ne présentaient pas les échantillons précédemment transmis par M. Wasson : 6-7-8 × 5-6-6,5 en frontal, 6-7,5-8 × 4-5 μ en dorsiventral. L'odeur violente, même incommodante, de farine devient spermatique au début de la putréfaction et le goût est pareillement désagréable.

Cette espèce est le *'ndi*^{1} *ši*^{3} *tho*^{3} *ki*^{3} *šo*^{1} des Mazatèques de Huautla ([7]).

c. Dans la var. *nigripes* Heim, qui croît dans le pays chatino où les Indiens nous ont apporté des échantillons qui n'ont été ramassés que par eux, le chapeau, jeune, est d'un bleu-vert métallique qui subsistera sur l'adulte où le diamètre atteint 5,5 cm, à moins qu'il ne tourne, parfois, à l'ocre clair; la cortine, rachnoïde et blanche, est abondante sur les jeunes carpophores, mais elle reste sommitale. Le champignon se différencie encore du *Mazatecorum* par le pied cylindracé, étroit, raide et bientôt *entièrement noir* avec un subtil reflet bleu-violet sur l'adulte, alors qu'il se montre olivâtre-bleuté sur le jeune. De 7-10 × 0,45-0,8 cm, il est plus grêle que le *Mazatecorum*, plus épais et plus régulier que le *Zapotecorum*.

L'odeur est pareillement celle de farine rance, violente — un peu moins forte cependant que dans le *Mazatecorum* —, la saveur celle de la farine, puis âpre. La chair, de couleur crème, roussâtre à la base du pied, reste immuable. Celui-ci se montre creux, fibreux-élastique, le canal central occupant la moitié du diamètre. Les lames deviennent violacées (K.565-590), mais restent longtemps gris-chamois (138-162); elles noircissent sur l'arête et, çà et là, par points isolés, sur les faces. Un troisième caractère sépare ce champignon du *Mazatecorum* : c'est la réaction négative au gaïac sur la chair.

Les spores, subisodiamétriques, presque identiques à celles du *Mazatecorum*, mesurent 6,3-8,5 × 4,7-6 μ.

Peut-être serai-je conduit plus tard à décrire séparément les deux *Psilocybe* de la stirpe *cærulescens*, le *nigripes* présentant trois caractères bien distincts : l'inactivité à la teinture de gaïc, la teinte d'un blanc persistant de la chair, la couleur et la gracilité du pied. Ajoutons que le *nigripes* est le *cui*^{3}*ya*^{2}*jo*^{3}*'o*^{3}*su*^{4} ([8]) des Indiens Chatinos de Yaitépec.

d. Le *Psilocybe Zapotecorum* recueilli dans la seule région chatino, est, de tous les Psilocybes hallucinogènes, l'espèce la plus spectaculaire. A dire vrai, il est très différent de tous les Psilocybes connus et ne rappelle même aucune autre Agaricacée par l'étrangeté de son port, la hauteur et l'étroitesse de son pied, l'irrégularité exceptionnelle de son chapeau, qui atteint seulement 6 cm de diamètre, l'amplitude de la gamme de ses variations de teintes, allant de l'ocre citrin au pourpre-brun-noir foncé (K.45), en passant par l'ocre de miel, le bleu-vert, le brun, le pourpre, les taches couleur miel s'élargissant par la dessiccation — l'espèce est hygrophane malgré la fermeté de sa chair. — Le pied constitue l'organe le plus étonnant de cette silhouette : grossièrement tordu, parfois presque enroulé, éminemment fibreux et dur comme la tige d'une plante à fibres, constitué de trois zones dont une moelle très différenciée, il atteint près de 20 cm de haut. Les lames, violacé-noir, sont de la couleur de celles du *Lacrymaria velutina*. La chair bleuit souvent et rapidement au section-

nement, coloration qu'on retrouve çà et là sur les échantillons adultes ou vieux et sur une bonne partie du pied.

Les spores mesurent 6-8,75 × 3,5-4,5 (-5) × 3-4,2 μ.

Ajoutons que cette espèce vient sur la terre immergée des marécages. Nous en avions reçu un seul exemplaire que M. R. G. Wasson avait recueilli à San Agustin Loxicha dans la Sierra Costera, en juillet 1955. C'est la *piule de barda* (= narcotique de la couronne d'épines de Jésus-Christ), c'est aussi le *mbey san* (= champignon saint) des Zapotèques. C'est encore le *cui³ ya³ jo³' o³' tnu³* des Chatinos de Yaitépec (⁹).

e. Enfin, le *Psilocybe Aztecorum* Heim croît sur les flancs du Popocatepetl, sur la terre, au voisinage immédiat des herbes formant la strate graminéenne de la pinède d'altitude (vers 3 300-3 500 m). Il ressemble à une miniature du *Mazatecorum.* Son chapeau ocre clair, plus brun vers le sommet, d'un vert-gris bleuâtre vers la marge, bombé et subumboné, ne dépasse jamais 2,5 cm de diamètre. Il est presque impossible de décrire les chatoiements, la subtilité et la diversité des tons métalliques dont est fait le revêtement du chapeau. Celui-ci est peu hygrophane, le pied long, grêle, irrégulier, sinueux, fibro-tordu, aplati mais plein, clair en haut, jaunâtre verdoyant par places, plus foncé à la base et à chair blanche immuable. Le gaïac est inactif sur elle. Son odeur est encore celle de la farine fraîche, nette mais faible. Les lames se montrent violet-pourpre, avec un liséré blanc marginal.

Les spores sont nettement différentes des précédentes, et les plus grandes parmi celles des Psilocybes hallucinatoires : 11-14 × 6-7,3 μ. Il est à remarquer, une fois de plus, que, parmi ces Psilocybes, c'est l'espèce alpine, recueillie à la plus haute altitude, qui est la plus petite et porte les spores les plus grosses (remarque qui semblerait appuyer les observations que j'ai faites autrefois sur les caractères des formes alpines de champignons charnus dans les Alpes françaises), mais ce peut n'être là qu'une coïncidence.

En vérité, nous avons cherché en vain deux fois ce champignon sur son lieu de croissance, et c'est une *curandera* de San Pedro Nexapa, près d'Amecameca, qui nous en a remis une soixantaine d'exemplaires frais, recueillis le matin même, le 18 août 1956.

Tels sont les caractères des cinq Psilocybes hallucinogènes, tous à spore de pigment ocre clair, que nous avons recueillis en compagnie de M. G. Wasson, au cours de nos récentes expéditions dans les pays mazatèque, chatino et aztèque. Une parenté étroite rapproche quatre d'entre ces formes, le *Ps. mexicana* paraissant s'en séparer par diverses particularités : c'est, en effet, surtout entre *Mazatecorum*, *nigripes*, *Zapotecorum* et *Aztecorum* que se révèlent d'étroits rapports physionomiques, pigmentaires et structuraux.

Quelques particularités leur sont communes : la forme et la couleur sporales, certains coloris métalliques, une tendance au bleuissement superficiel, qui devient profond chez *Zapotecorum*, enfin une odeur très particulièrement écœurante de farine — moins vive dans l'espèce *Aztecorum* que chez les quatre autres — et une nette acrescence dans le goût.

Parmi les quelques différences qui séparent les chimismes de ces diverses espèces, j'insisterai sur celle qui concerne le virage de la chair, naturel d'une part, en présence de la teinture de gaïac — réactif des oxydases — d'autre part, double critère permettant déjà de séparer les formes sauvages recueillies.

Mentionnons encore le caractère vraisemblablement microendémique de la plupart de ces Psilocybes, sauf pour le *mexicana*, à aire de distribution plus large. Certes, nous avons été conduit à rattacher à l'espèce *cærulescens*, décrite par Murrill de l'Alabama, deux des formes recueillies, mais l'une surtout — le *nigripes* — s'en distingue si nettement par quelques indices d'importance que nous l'aurions séparée spécifiquement du type si nous n'avions cru comprendre la haute variabilité de ces champignons, particularité physionomique saisissante qui s'exagère dans les obtentions culturales et qui s'ajoute à toutes celles, d'ordres différents, sur lesquelles nous reviendrons.

(1) R. Heim, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 965 et 1389.

(2) A cette première expédition participaient également le biochimiste James A. Moore, Professeur à l'Université de Delaware (U. S. A.), et le photographe Allan Richardson, de New-York.

(3) Littéralement : *pareil à un fil*. Le point · indique que la voyelle précédente est longue.

(4) L'appellation associe successivement le *respect affectueux*, *ce qui jaillit hors du sol* (le champignon sacré) et *l'oiseau*. L'apostrophe initiale correspond à une fermeture de la glotte; les chiffres s'appliquent aux tons, « 1 » étant le plus élevé.

(5) Nous avons bénéficié en ce village de l'hospitalité précieuse et du concours du missionnaire Bill Upson à qui nous devons aussi les précisions sur les termes chatinos.

(6) Littéralement : *le champignon saint des prairies*.

(7) Le terme associe successivement *le respect affectueux*, *ce qui jaillit hors du sol* (le champignon sacré) et *le glissement de terre*.

(8) Littéralement : *champignon saint de puissance*.

(9) Littéralement : *grand champignon sacré*.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Surfaces à courbures opposées*. Note de M. Georges Bouligand.

1. Je complète ici les résultats d'une Note précédente (1), sur les problèmes concernant l'obtention de surfaces à courbures opposées. Il s'agira d'abord, en partant d'une portion de surface donnée

$$z = f(x, y) \qquad \text{sous la condition} \quad f_{xx}f_{yy} - (f_{xy})^2 < 0,$$

de rechercher s'il existe une *surface convexe* SC, définie par $z = \varphi(x, y)$ et telle que φ soit solution de l'équation

$$(\mathrm{E}\varphi) \qquad f_{xx}\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} - 2f_{xy}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial y} + f_{yy}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = 0.$$

Inversant ainsi la donnée et l'inconnue dans le problème au n° 2 de la Note citée, on est en présence d'une situation différente, car en prenant les deux vecteurs

$$(f_{xx}, f_{xy}, f_{yy}) \quad \text{et} \quad (\varphi_{xx}, \varphi_{xy}, \varphi_{yy}),$$

conjugués par rapport au cône $rt - s^2 = 0$, le premier lui est maintenant extérieur, et de la sorte le second peut lui être intérieur ou extérieur. La question est de savoir si, parmi les solutions de $(\mathrm{E}\varphi)$, il y en a qui sont des surfaces convexes. En restant dans la généralité, il semble difficile d'obtenir mieux à ce sujet qu'un résultat local. A cette fin, on peut construire une solution $z = \psi(x, y)$ de $(\mathrm{E}\varphi)$ provenant de valeurs r_0, s_0, t_0 attribuées aux dérivées secondes de ψ pour le couple (x_0, y_0) en imposant auxdites valeurs les conditions

$$(f_{xx})_0 t_0 - 2(f_{xy})_0 s_0 + (f_{yy})_0 r_0 = 0 \qquad \text{et} \qquad r_0 t_0 - s_0^2 > 0.$$

Une telle solution existe alors à un ordre de dérivabilité convenable supposé réalisé par f dans un voisinage suffisamment restreint de (x_0, y_0), mais non spécifié. La difficulté serait de prolonger cette solution dans tout le champ où f a été donnée.

2. Le retour au global reste malaisé même en des cas où $(\mathrm{E}\varphi)$ prend des formes simplifiées. Supposons d'abord que f soit du type $\mathrm{A}(x) - \mathrm{B}(y)$ avec A et B convexes vers le bas, et notons X^2 et Y^2 les dérivées secondes $\mathrm{A}''(x)$ et $\mathrm{B}''(y)$. L'équation $(\mathrm{E}\varphi)$ s'écrit alors

$$(e\varphi) \qquad \frac{1}{\mathrm{X}^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = \frac{1}{\mathrm{Y}^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}.$$

Supposons encore que X et Y soient positives (sens strict) et introduisons les fonctions $\xi(x)$, $\eta(y)$ telles que $\mathrm{X}\,dx = d\xi$, $\mathrm{Y}\,dy = d\eta$. L'intégrale générale de $(e\varphi)$ s'obtient sous la forme d'une somme

$$\varphi = g(\xi + \eta) + h(\xi - \eta)$$

dont chaque terme reste constant sur une asymptotique de $z = \mathrm{A} - \mathrm{B}$. Les conditions à remplir par les fonctions arbitraires g et h, ou même par une de ces fonctions quand l'autre est zéro ([2]) pour avoir ainsi une solution *convexe* de $(e\varphi)$ sont peu maniables. Mais on note à ce titre qu'en posant

$$f_1 = \mathrm{A}(x) - \mathrm{B}(y) \qquad \text{et} \qquad \varphi_1 = \mathrm{C}[\mathrm{A}(x) + \mathrm{B}(y)] + \alpha x + \beta y + \gamma,$$

C, α, β, γ, étant des constantes, on accède à des *solutions généralisées*, en prenant $\mathrm{A}(x)$ et $\mathrm{B}(y)$ convexes et de même sens quant à $\mathrm{O}z$, sous les

conditions les plus larges introduisant la convexité d'une des régions citées [par exemple : $z \geqq A(x)$]. Cela donne un exemple de surface $z = f_1$ ralliable au type à *courbures opposées* par un processus extensif issu d'un principe qu'explicitera ci-dessous le n° 4; et cela, bien que sur un ensemble de mesure nulle, éventuellement partout dense, il n'y ait pas planéité du contingent. Dans cet exemple, l'existence des éléments de contact du premier ordre, envisagée fin du n° 2 de la Note précédente, appelle donc la restriction d'un *presque-partout*. D'ailleurs, la surface $z = f_1$ s'offre comme extrémale d'une intégrale

$$I = \iint_D [M(p) + N(q)]\,dx\,dy,$$

où le crochet enferme une fonction convexe de p, q dont les deux termes M, N sont liés à $A(x)$, $B(y)$ par des conditions déterminant ces fonctions à un binome linéaire près et à leur multiplication près par un même coefficient numérique. On peut notamment prendre

$$M'(p) = x, \qquad N'(q) = -y$$

d'où

$$p = A'(x), \qquad q = B'(-y);$$

A′ et B′ symbolisant des fonctions croissantes de leurs arguments respectifs, ce qui donne bien, ayant intégré $p\,dx - q\,d(-y)$ une différence du type f_1 ci-dessus. Choisissons maintenant pour D l'intérieur d'un cycle simple sur lequel on envisage des fonctions z prenant les mêmes valeurs que cette différence. Je dis que, malgré l'extension admise pour la convexité, la propriété de minimum de I a encore lieu, dans le champ fonctionnel indiqué, pour cette différence. Cela découle, comme en les cas plus usuels, de l'intervention d'un flux conservatif, les intégrales étant à prendre au sens de Lebesgue ([3]). La marche du raisonnement est, à part cela, inchangée. Et c'est la dite propriété de minimum qui rend naturelle l'adjonction à la classe des surfaces à courbures opposées de surfaces telles que $z = f_1$ dans les conditions ci-dessus; adjonction dont l'opportunité me semblait jusqu'à présent indécise ([4]).

3. On pourrait encore prendre une f du type $yV(x) + U(x)$, pour faire disparaître dans $(E\varphi)$ le troisième terme et se ramener ainsi à une équation linéaire en $\partial\varphi : \partial y$. Mais ici encore, la possibilité d'accéder par des opérations usuelles à l'intégrale générale et celle d'user des combinaisons linéaires et à coefficients positifs de deux intégrales convexes pour en obtenir de nouvelles ne semblent pas aptes à fournir d'emblée l'ensemble des intégrales convexes. On voit ainsi combien s'annonce difficile de décider si le principe de recherche noté (P_1) au n° 2 de la communication citée peut ou non fournir une surface quelconque à courbures opposées, même sous conditions de dérivabilité de plus en plus fortes.

4. Revenant au point de vue local, et à la forme

$$J[\mathbf{grad}(f+\varphi)] - J[\mathbf{grad} f] - J[\mathbf{grad}\varphi] = 0$$

de l'équation (Eφ), on voit qu'en prenant autour d'un point où les deux derniers jacobiens ne sont, ni nuls, ni opposés, une région quelconque R assez petite et en notant par exemple $[(\mathbf{F})R]$ l'ensemble déduit de R par la transformation que détermine $\mathbf{grad} f = \mathbf{F}$, l'équation (E$\varphi$) conduit à la relation suivante entre mesures algébriques d'aires

$$\mathrm{mes}^{(2)}[(\mathbf{F}+\mathbf{\Phi})R] = \mathrm{mes}^{(2)}[(\mathbf{F})R] + \mathrm{mes}^{(2)}[(\mathbf{\Phi})R].$$

Cette dernière forme de condition, dispensant d'introduire les dérivées secondes de f et φ, et opérant *entre mesures d'aires*, appartient à un type dont un cas plus simple est celui des transformations ponctuelles assurant la conservation des aires ([3]), problème où l'on peut transgresser les correspondances s'exerçant point à point, pour ne plus retenir que des ensembles ayant même mesure d'ordre 2 et où de plus, à l'équation (Eφ), se substitue la suivante

$$g_x \psi_y - g_y \psi_x = 1 \qquad \text{(en conservant l'orientation).}$$

Dans ces conditions où, entres autres possibilités, un point et un arc rectifiable peuvent se trouver associés par la correspondance directe ou par son inverse, on voit s'élargir l'idée de ces solutions généralisées réclamées par l'exemple du n° 2, les gradients pouvant eux-mêmes comporter des indéterminations compatibles avec la dernière forme de condition astreignant f, φ.

Mais l'intérêt de ces remarques se porte vers des extensions possibles de la classe des surfaces à courbures opposées, non vers leur obtention constructive.

5. D'un autre point de vue, on pourrait chercher à résoudre l'inégalité $rt - s^2 < 0$ en écrivant

$$rt = s^2 - \sigma^2,$$

d'où $s - \sigma = r\lambda^{-1}$ et $s + \sigma = t\lambda$, en faisant désigner à σ, λ des fonctions de x, y. Il en découle alors

$$\lambda^2 t - 2\lambda\sigma + r = 0,$$

et en se donnant $\lambda(x, y)$ on est ainsi ramené au principe géométrique (P_3) de ma Note précédente. Mais ce traitement linéaire s'étend à d'autres inégalités différentielles moins faciles à interpréter géométriquement. Je signale enfin, sans y insister, la recherche des surfaces à courbures opposées qui seraient engendrées par les courbes d'une congruence donnée.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 419, Le mot *vice-versa*, p. 420, ligne 13 n'envisage que de permuter f et φ.

(2) Une solution φ de ($e\varphi$) telle que toute fonction de φ soit aussi solution est toujours en dépendance, soit de $\xi + \eta$, soit de $\xi - \eta$. Des solutions convexes étant obtenues dans

chacun de ces types, avec même sens de convexité, d'autres s'en déduiront par des combinaisons linéaires à coefficients positifs (n° 3 du texte).

(3) *Princ. Anal. géom.* t. 1, Vuibert, 1949, p. 390.

(4) *Rendic. Sem. Matem. di Padova*, 24, 1955, p. 61. La classe Γ envisagée à cet endroit est implicitement supposée *minimale*.

(5) *Gazeta de Matemàtica*, 15, 1953, fasc. 56, p. 1-4.

Au nom de M. **Jean Timmermans**, Correspondant, M. **Paul Pascal** fait hommage à l'Académie du volume contenant le texte complet des *Rapports et discussions* qui ont été développés lors de la réunion du *Dixième Conseil de Chimie* de l'Institut Solvay, de Bruxelles, dont M. Timmermans était le secrétaire. L'ensemble de ces textes est relatif aux propriétés de l'état solide de la matière et plus particulièrement des phases non stœchiométriques, ou des composés d'insertion.

M. **Henri Besairie** adresse en hommage à l'Académie le fascicule suivant, qu'il a rédigé avec M. Collignon : Congrès géologique international. Commission de Stratigraphie. *Lexique stratigraphique international.* Volume IV. *Afrique* (sous la direction de Raymond Furon). Fascicule II : *Madagascar.*

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **Paul Montel** :

Science et esthétique. *Principes de morphologie générale*, par Édouard Monod-Herzen. Tome I : *Formes définies, familles de formes, formes associées, forme et fonctionnement, des cristaux à la matière vivante.* Tome II : *Matière vivante, morphologie humaine, esthétique.* Deuxième édition.

COMMISSIONS.

Le scrutin pour la nomination des Commissions de prix de 1957, ouvert en la séance du 28 janvier, est clos en celle du 4 février.

59 cahiers de vote ont été déposés.

Le dépouillement du scrutin donne les résultats suivants :

I. Mathématiques : *Prix Francœur, Carrière, prix en hommage aux savants français assassinés par les Allemands en* 1940-1945. — MM. J. Hadamard, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel, A. Denjoy, J. Pérès, R. Garnier, G. Darmois, M. Fréchet.

II. Mécanique : *Prix Montyon, Poncelet, Pierson-Perrin.* — MM. A. de Gramont, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, A. Caquot, P. Montel, J. Pérès, H. Beghin, M. Roy, J. Leray.

III. ASTRONOMIE : *Prix Damoiseau.* — MM. Ch. Maurain, L. de Broglie, G. Fayet, P. Montel, A. Pérard, J. Cabannes, A. Danjon, J. Baillaud, A. Couder, G. Darmois.

IV. GÉOGRAPHIE : *Prix Gay, Tchihatchef.* — MM. Ch. Maurain, L. de Broglie, G. Durand-Viel, É.-G. Barrillon, A. Pérard, R. Courrier, D. Cot, G. Poivilliers, H. Humbert, P. Tardi, R. Brard.

V. NAVIGATION : *Prix Plumey.* — MM. M. de Broglie, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, A. Caquot, G. Durand-Viel, É.-G. Barrillon, J. Pérès, H. Beghin, D. Cot, G. Poivilliers, M. Roy, J. Leray, L. Escande, P. Tardi, R. Brard.

VI. PHYSIQUE : *Prix Henri de Parville, Paul Marguerite de la Charlonie, fondation Fernand Holweck.* — MM. M. de Broglie, Ch. Maurain, A. de Gramont, L. de Broglie, Ch. Mauguin, C. Gutton, F. Joliot, J. Cabannes, G. Ribaud, L. Leprince-Ringuet, E. Darmois, F. Perrin.

VII. CHIMIE : *Prix Montyon des Arts insalubres, Jecker, fondation Cahours, médaille Berthelot, prix Philippe A. Guye.* — MM. G. Bertrand, M. Delépine, P. Lebeau, J. Duclaux, A. Portevin, R. Courrier, L. Hackspill, P. Pascal, Ch. Dufraisse, G. Chaudron.

VIII. GÉOLOGIE : *Fondation Lucien Cayeux, Fonds des jeunes géologues.* — MM. M. Caullery, Ch. Jacob, Ch. Mauguin, F. Grandjean, R. Courrier, P. Fallot, P. Pruvost, R. Perrin, J. Piveteau, G. Delépine.

IX. BOTANIQUE : *Prix Montagne, Foulon.* — MM. G. Bertrand, L. Blaringhem, G. Ramon, R. Souèges, R. Courrier, R. Heim, R. Combes, H. Humbert, Ph. Guinier, N....

X. ZOOLOGIE : *Prix Da Gama Machado, Pouchard.* — MM. M. Caullery, P. Portier, É. Roubaud, P. Wintrebert, L. Fage, L. Binet, G. Ramon, R. Courrier, P.-P. Grassé, Chr. Champy.

XI. ÉCONOMIE RURALE : *Prix Lac, Foulon.* — MM. G. Bertrand, L. Blaringhem, R. Souèges, R. Courrier, M. Lemoigne, Ph. Guinier, R. Dujarric de la Rivière, R. Fabre, C. Bressou, N....

XII. ANTHROPOLOGIE : *Prix André-C. Bonnet.* — MM. M. Caullery, L. Blaringhem, P. Portier, L. Fage, L. Binet, R. Courrier, P.-P. Grassé, J. Piveteau.

XIII. MÉDECINE ET CHIRURGIE : *Prix Montyon, Barbier, Bréant, Charles Bouchard.* — MM. P. Portier, E. Sergent, L. Binet, G. Ramon, R. Courrier, Ch. Laubry, J. Tréfouël, A. Lacassagne, G. Guillain, L. Bazy, Chr. Champy, F. de Gaudart d'Allaines.

XIV. CANCER ET TUBERCULOSE : *Prix Bariot-Faynot, Fondation Roy-Vaucouloux, prix Louise Darracq, Eugène et Amélie Dupuis.* — MM. M. Caullery, L. Binet, G. Ramon, R. Courrier, Ch. Laubry, A. Lacassagne, G. Guillain, L. Bazy.

XV. Physiologie : *Prix Montyon, L. La Caze.* — MM. M. Caullery, P. Portier, L. Binet, G. Ramon, R. Courrier, P.-P. Grassé, A. Lacassagne, G. Guillain.

XVI. Applications de la Science a l'Industrie : *Prix Henry Giffard, Caméré, prix du Calcul mécanique.* — MM. L. de Broglie, R. Esnault-Pelterie, É.-G. Barrillon, A. Portevin, A. Pérard, R. Courrier, P. Chevenard, G. Poivilliers, G. Darrieus, H. Parodi, R. Perrin.

XVII. Statistique : *Prix Montyon.* — MM. L. Blaringhem, Ch. Maurain, H. Villat, L. de Broglie, P. Montel, É.-G. Barrillon, A. Denjoy, R. Courrier, G. Darmois.

XVIII. Histoire et philosophie des sciences : *Prix Binoux.* — MM. M. Caullery, M. Delépine, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel, R. Courrier, R. Heim, R. Garnier.

XIX. Ouvrages de sciences : *Prix Henri de Parville.* — MM. L. Binet, P. Montel, L. de Broglie, R. Courrier et trois membres élus : MM. E.-G. Barrillon, M. Caullery, A. Pérard.

XX. *Médailles Lavoisier, Henri Poincaré.* — MM. L. Binet, P. Montel L. de Broglie, R. Courrier.

XXI. *Prix d'Aumale, Hirn, Henri Becquerel, Berthault, Charles-Louis de Saulses de Freycinet, Louis Bonneau, fonds des Laboratoires, fondations Girbal-Baral, Richard, fonds des Bourses, fonds d'assistance.* — MM. L. Binet, P. Montel; L. de Broglie, R. Courrier; A. Caquot, G. Bertrand.

XXII. *Prix fondé par l'État* (Grand prix des Sciences chimiques et naturelles). — MM. M. Caullery, L. Blaringhem, M. Delépine, L. Binet, R. Souèges, P. Fallot, R. Courrier, P.-P. Grassé.

XXIII. *Prix Petit d'Ormoy* (Sciences mathématiques et physiques). — MM. H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel, É.-G. Barrillon, J. Pérès, P. Chevenard, G. Ribaud.

XXIV. *Prix Le Conte.* — MM. L. Binet, P. Montel; L. de Broglie, R. Courrier et sept membres qui seront élus ultérieurement.

XXV. *Prix Houllevigue* (Sciences mathématiques et physiques). — MM. H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel, E.-G. Barrillon, A. Pérard, G. Darrieus, G. Ribaud.

XXVI. *Prix Parkin.* — MM. Ch. Maurain, Ch. Jacob, G. Ramon, R. Courrier, P. Fallot, M. Delépine, R. Souèges, P. Pruvost.

XXVII. *Prix Aimé Berthé.* — (Sciences chimiques et naturelles). — MM. M. Caullery, M. Delépine, Ch. Jacob, L. Binet, R. Souèges, R. Courrier, R. Heim, P.-P. Grassé.

XXVIII. *Prix Lonchampt.* — MM. G. Bertrand, M. Caullery, M. Delépine, L. Binet, R. Courrier, G. Guillain, R. Souèges, R. Heim.

XXIX. *Prix du Général Muteau* (Sciences chimiques et naturelles). — MM. G. Bertrand, M. Caullery, M. Delépine, Ch. Jacob, L. Binet, A. Portevin, R. Souèges, R. Courrier.

XXX. *Prix Laura Mounier de Saridakis.* — MM. L. Binet, L. de Broglie, R. Courrier, J. Cabannes, G. Ribaud, G. Bertrand, P. Lebeau, P. Portier.

XXXI. *Prix Ernest Dechelle* (Sciences chimiques et naturelles). — MM. G. Bertrand, M. Caullery, Ch. Jacob, A. Portevin, G. Ramon, R. Souèges, R. Courrier, R. Heim.

XXXII. *Prix du Docteur et de Madame Henri Labbé.* — MM. G. Bertrand, L. Binet, R. Courrier, J. Tréfouël, P.-P. Grassé, M. Lemoigne, Chr. Champy, R. Fabre.

XXXIII. *Fondation Jaffé.* — MM. L. Binet, P. Montel; L. de Broglie, R. Courrier et sept membres qui seront élus ultérieurement s'il y a lieu.

XXXIV. *Prix du Conseil supérieur de la recherche scientifique et du progrès technique.* — MM. L. Binet, P. Montel; L. de Broglie, R. Courrier et sept membres qui seront élus ultérieurement s'il y a lieu.

XXXV. *Conseil Loutreuil.* — MM. L. Binet; L. de Broglie, R. Courrier; P. Montel, G. Bertrand, M. de Broglie.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de la Défense nationale et des Forces armées** invite l'Académie à désigner l'un de ses Membres qui fera partie du Conseil de perfectionnement de l'École polytechnique en vertu du décret du 28 janvier 1957.

M. **Maurice Fontaine** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section d'Économie rurale, par la mort de M. *André Mayer*.

M. **André Duffaure** adresse des remercîments pour la distinction qui lui a été accordée.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Jacques Butterlin. *Une microfaune nouvelle du crétacé supérieur de la République d'Haïti;*

2° *The river Klarälven. A study of fluvial processes,* by Åke Sundborg. (Thèse, Uppsala);

3° Science Council of Japan. *Proceedings of the International Symposium on Algebraic Number Theory*. Tokyo & Nikko, september 1955;

4° Meteorological and geophysical Service. Djakarta (Indonesia). *Meteorological data of Indonesian Aerodromes*, 1951;

5° DOUGLAS MC KIE. *Three historical notes : Boyle's Library ; The Descent of Pierre Joseph Macquer* (1718-1784); *Sir Thomas Browne and Biringuccio's « Pirotechnia »*;

6° BERNARD CHOVITZ and IRENE FISCHER. *A New Determination of the Figure of the Earth from Arcs;*

7° *Melbourne astrographic Catalogue*, 1900.0. Vol. 5. *Zones* — 73° *and* — 74°. *Rectangular coordinates and diameters of star images*, from R. L. J. ELLERY, PIETRO BARACCHI and J. M. BALDWIN;

8° Académie des sciences de l'U. R. S. S. Institut istorii estestvoznania. *Otcherki po istorii evolioutsionnoï idei v Rossii do Darvina*. Tom I, par B. E. RAÏKOV;

9° Id. Naoutchno-populiarnaia Seria. *Otcherki po istorii Rousskogo zemlevedenia*, I, par M. S. BODNARSKII;

10 Université de Kiev. *Troudy Kievskoï astronomitcheskoï Observatorii*. Tom I.

THÉORIE DES ENSEMBLES. — *Ensembles jouissant de la propriété de Baire au sens restreint*. Note (*) de M. **ISAAC KAPUANO**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

M désignant un ensemble linéaire jouissant de la propriété de Baire au sens restreint; propositions concernant les ensembles $\mathcal{G}\subset M$ qui sont des G_δ relativement à M, ainsi que les ensembles $\mathcal{C}\subset M$ qui jouissent de la propriété C. Décompositions non dénombrables de M.

LEMME 1. — *L'hypothèse* H *du continu est équivalente à la proposition* π_1 *suivante : Tout ensemble parfait est réunion de* $\aleph_1$ *ensembles fermés* F_ν *deux à deux disjoints et non denses sur* P.

Il suffit de montrer que $\pi_1 \to H$. Admettons π_1. Je dis alors :

A. Il existe Ω familles $\Phi_\varkappa = \{e_{\varkappa\mu}\}$ chacune de type $\Omega^{\text{ième}}$, constituée d'ensembles fermés deux à deux disjoints et ayant la propriété suivante.

a. Soit $\Psi = \{\Phi_\varkappa\}$ et $\Phi_{\varkappa_i} \in \Psi$ avec $i = 1$ ou 2. Il existe un $\Phi_{\varkappa_3} \in \Psi$ tel que tout $e_{\varkappa_3\mu} \in \Phi_{\varkappa_3}$ soit non dense sur tout $e_{\varkappa_1\mu_1}\, e_{\varkappa_2\mu_2}$ avec $e_{\varkappa_1\mu_1} \in \Phi_{\varkappa_1}$ et $e_{\varkappa_2\mu_2} \in \Phi_{\varkappa_2}$.

b. Pour tout $\varkappa$ fixe $\sum e_{\varkappa\mu} = P$.

De π_1 suit en effet que A est satisfaite pour $\varkappa = 1$. Soit k un entier naturel. Si A est satisfaite pour $\varkappa = k$, elle l'est pour $\varkappa = k+1$. (Pour le voir on supposera notamment que si $e_{k+1,\mu} \in \Phi_{k+1}$ il existe un $e_{k\nu} \in \Phi_k$ contenant $e_{k+1\mu}$). Donc A est vraie pour $\varkappa < \omega$. Je dis que A est vraie pour $\varkappa = \omega$: Soit $\mathcal{F}_\nu = \prod_k \sum_{\mu_n} e_{k\mu_n;\nu}$ avec $e_{k\mu_n;\nu} \in \Phi_k$

les $e_{k\mu_n;\nu}$ étant dénombrables et tels que pour $\mu \neq \nu$, on ait $\mathcal{F}_\mu \mathcal{F}_\nu = \emptyset$. On peut faire parcourir à ν tous les ordinaux $< \Omega$ en sorte que tout point $p \in P$ soit contenu dans un $\mathcal{F}_\nu$ et un seul. En effet on aura $p \in e_{k\lambda_k} \in \Phi_k$. Or $\overline{\lim}\, \lambda_k < \Omega$. Par ailleurs de π_1 suit l'existence d'un G_δ effectif $\mathcal{G}$ tel que π_1 soit vraie en substituant $\mathcal{G}$ à P. Cela étant rappelons le théorème de M. M. Kondô ([1]) : *Soient* E_i $(i = 1$ *ou* $2)$ *deux ensembles linéaires, boréliens, tels que, si* $\mathcal{J}_i$ *est un intervalle joint à* E_i, $E_i \mathcal{J}_i$ *ne soit pas un* F_σ. *Il existe une fonction continue et biunivoque transformant* E_1 *en* E_2 *et tout ensemble fermé* $F_1 \subset E_1$ *en un ensemble fermé* $F_2 \subset E_2$.

Donc dans π_1, P peut même être remplacé par un $F_{\sigma\delta}$. Mais dès lors chacun des $\mathcal{F}_\nu$ est réunion de Ω ensembles $e_{\omega\nu}$ fermés deux à deux disjoints. Pour $\varkappa > \omega$ la démonstration s'achève par induction transfinie.

Définition 1. — Soit $e_{\nu_i\lambda_i} \in \Phi_{\nu_i}$ $(i = 1, 2, 3)$ et $p \in e_{\nu_1\lambda_1} e_{\nu_2\lambda_2} e_{\nu_3\lambda_3}$ un point tel qu'il existe un ensemble parfait π_p pour lequel $p \in \pi_p \subset e_{\nu_1\lambda_1} e_{\nu_2\lambda_2} e_{\nu_3\lambda_3}$. On dit alors pour $\nu_1 < \nu_2 < \nu_3$, que p jouit de la *propriété*-(ν_1, ν_2, ν_3). Supposons que $\nu', \nu'' < \Omega$ étant donnés, pour tout $\mu < \Omega$ l'alternative suivante soit vraie : ou bien pour tout triplet $\varkappa', \varkappa'', \varkappa$, le point $p \in e_{\nu'\varkappa'} e_{\nu''\varkappa''} e_{\mu\varkappa}$ ou bien p jouit de la propriété-(ν', ν'', μ). On dit alors que p est *régulier*. Si pour ν' et ν'' donnés, il existe un plus petit μ_1, tel que $p \in e_{\nu'\varkappa'} e_{\nu''\varkappa''} e_{\mu_1\varkappa}$, mais que p ne jouisse pas de la propriété-(ν', ν'', μ_1), on dit que p est (ν', ν'', μ_1)-*irrégulier*.

B. Les points λ-irréguliers pour $\lambda \leq \mu$, constituent un ensemble D_μ de puissance $\leq \aleph_1$.

A partir de la proposition évidente B on déduit, comme dans I de ([2]), que tout point $p \in P$ finit par être irrégulier à partir d'un $\mu = \mu(p) < \Omega$.

Il convient toutefois dans la proposition I de ([2]) de modifier comme suit la condition $\varkappa$: soit E la famille de tous les $e_{\nu n}$. Si $e_{\nu_i\varkappa_i} \in E$ $(i = 1$ ou $2)$ et $\mathcal{J}$ un intervalle tel que $e_{\nu_1\varkappa_1} e_{\nu_2\varkappa_2} \mathcal{J}$ soit non dénombrable, il existe un φ_μ tel que $e_{\nu_1\varkappa_1} e_{\nu_2\varkappa_2} \mathcal{J} - e_{\nu_1\varkappa_1} e_{\nu_2\varkappa_2} \mathcal{J} \varphi_\mu \neq \emptyset$.

La condition $\varkappa'$ de la proposition II de ([2]) est ce que devient la condition $\varkappa$ quand on y remplace E par $E^1 = \{ e^1_{\nu\varkappa} \}$. La définition 1 de ([2]) sera remplacée par la présente définition 1 aux $e_{\nu\varkappa}$ étant substitués des $e_{\nu n'}$. Or, remarquons qu'en vertu du corollaire 1 de ([2]) les F_ν peuvent ne pas être disjoints. Dès lors, en vertu du théorème de M. Kondô et de la proposition III de ([2]), le lemme 1 peut être généralisé comme suit :

I. *L'hypothèse* H *du continu est équivalente à la proposition* π' *suivante : Soit* M *un ensemble linéaire jouissant de la propriété de Baire au sens restreint* ([3]) *et qui n'est pas réunion d'un* F_σ *et d'un ensemble toujours de première catégorie* ([4]). M *est réunion de* $\aleph_1$ *ensembles fermés et non denses sur* M.

Si dans la proposition π_1 on change $\aleph_1$ en $\aleph_\alpha$ en sorte que $\aleph_1 \leq \aleph_\alpha \leq 2^{\aleph_0}$ les démonstrations sont analogues. On a dès lors :

I. Soit M *un ensemble linéaire jouissant de la propriété de Baire au sens restreint.*

M *ou bien est réunion d'un* F_σ *et d'un ensemble toujours de première catégorie ou bien est réunion de non moins que* $2^{\aleph_0}$ *ensembles fermés* M_ν *non denses sur* M.

En vertu de la proposition I de ([2]), on a :

II. *Tout ensemble parfait est réunion de* $\aleph_1$ *ensembles-*G_δ *deux à deux disjoints.*

De la manière dont a été décomposé M dans III de ([2]) suit :

III. *Soit* M *un ensemble linéaire jouissant de la propriété de Baire au sens restreint et qui n'est pas un ensemble toujours de première catégorie. Soit* $M' \subset M$ *un* G_δ *de* $2^{ième}$ *catégorie relativement* ([5]) *à* M. *Il existe un ensemble* $M'' \subset M$ *qui est également un* G_δ *de* $2^{ième}$ *catégorie relativement à* M *et qui de plus est ou bien réunion au plus dénombrable de* G_δ *canoniques ou bien un* $F_{\sigma\delta}$ *canonique.*

LEMME 3. — $u_{n\mu}$ *désignant un nombre rationnel positif, il existe* Ω *familles* $\Psi_\mu = \{u_{n\mu}\}_n$ *(n entier naturel) telles que si* $\Psi = \{u_n\}_n$ *est une famille arbitraire de nombres positifs* u_n, *il existe un* μ *pour lequel* $u_n > u_{n\mu}$ *indépendamment de* n.

Nous posons d'abord $u_{nk} = n^{-k} = f_k(n, k)$ (k entier naturel). Plus généralement supposons déterminé pour tout $\nu < \mu < \Omega$ une fonction $f_\nu(n, \nu) = u_{n\nu}$. Si μ est de première espèce on pose $f_\mu(n, \nu) = f_{\mu-1}(n, \mu) = u_{n\mu}$. Sinon on a $\mu = \lim \mu_n (\mu_n < \mu)$ et on pose $f_\mu(n, \mu) = f_{\mu_n}(n, \mu_n) = u_{n\mu}$. En exigeant de plus que $u_{1\mu}$ tende vers zéro pour une infinité non dénombrable de μ on satisfait au lemme 3.

LEMME 4. — *Tout ensemble linéaire parfait* P *est réunion de* $\aleph_1$ *ensembles parfaits deux à deux disjoints et non denses sur* P *et d'un ensemble jouissant de la propriété* C ([6]).

Choisissons sur P une famille dénombrable de points p_n denses partout sur P. A tout p_n et à tout $\mu < \Omega$ faisons correspondre un intervalle $v_{n\mu}$ de diamètre inférieur à celui de $u_{n\mu}$ (les $u_{n\mu}$ étant définis comme au lemme 3) et un ensemble Q_μ réunion au plus dénombrable d'ensembles parfaits comme suit : $Q_1 = P - P\sum v_{n1}$ est parfait. Pour tout $\mu < \Omega$ on pose $Q_\mu = P - P\sum_n v_{n\mu} + \sum_{\nu<\mu} Q_\nu$ où $P - P\sum_n v_{n\mu}$ est parfait et disjoint de $\sum_{\nu<\mu} Q_\nu$. De la sorte Q_μ est pour tout μ réunion au plus dénombrable d'ensembles parfaits deux à deux disjoints et $P - \sum_\mu Q_\mu = \prod_\mu \sum_n v_{n\mu}$ est un ensemble jouissant de la propriété C en vertu du lemme 3.

LEMME 5. — *Tout ensemble linéaire* $F_{\sigma\delta}$ *non dénombrable est réunion de* $\aleph_1$ *ensembles fermés deux à deux disjoints et d'un ensemble jouissant de la propriété* C.

Il existe en effet un G_δ effectif qui substitué à P dans le lemme 4, laisse inchangée sa conclusion. Dès lors le lemme 5 suit du théorème de M. Kondo et du fait qu'une transformation continue laisse invariante la propriété C ([7]).

IV. *Soit* M *un ensemble linéaire non dénombrable jouissant de la propriété de Baire au sens restreint.* M *est réunion de* $\aleph_1$ *ensembles fermés non vides deux à deux disjoints et d'un ensemble jouissant de la propriété* C.

Posons en effet $M = \sum M_\nu + \mathcal{E}$ où $\mathcal{E}$ est un ensemble toujours de première catégorie alors que les M_ν sont $\aleph_1$ ensembles $F_{\sigma\delta}$ obéissant à la proposition III de ([2]). Si M est ensemble toujours de première catégorie, IV suit de la proposition IV de ([2]). En cas contraire on peut supposer $\mathcal{E} = \emptyset$ et de plus que pour tout μ, $M - \sum_{\nu<\mu} M_\nu$ puisse être recouvert par $\sum v_{n\mu}$ où les $v_{n\mu}$ sont des intervalles tels que le diamètre d'un $v_{n\mu}$ soit inférieur à celui d'un $u_{n\mu}$ (les $u_{n\mu}$ étant définis comme au lemme 3).

(*) Séance du 28 janvier 1957.
([1]) *J. Fac. Sc. Hokkaido Imp. Univ.* 1re série, 8, 1940, p. 182.
([2]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 31.
([3]) *Propriété définie* in C. KURATOWSKI, *Topologie*, 1, p. 60.
([4]) *Ensemble défini* in C. KURATOWSKI, *loc. cit.*, p. 423.
([5]) *Ensembles relativement boréliens* définis in C. KURATOWSKI, *loc. cit.*, p. 28.
([6]) *Propriété définie* in W. SIERPINSKI, *Hypothèse du continu*, p. 37.
([7]) *Cf.* W. SIERPINSKI, *loc. cit.*, p. 38.

ANALYSE FONCTIONNELLE. — *Sur les transformations linéaires des espaces vectoriels qui satisfont à une condition de Fredholm.* Note (*) de M. **MAURICE AUDIN**, présentée par M. Gaston Julia.

Soit E un espace vectoriel sur le corps des nombres réels ou complexes. On étudie les transformations linéaires de E dans E qui offrent des conditions de résolubilité de Fredholm. Les résultats permettront des extensions aux espaces vectoriels topologiques de théorèmes de Nikol'skii et Goh'berg pour l'espace de Banach.

1. Considérons un espace vectoriel E sur le corps R des nombres réels ou C des nombres complexes, et étudions la structure $\mathfrak{S}_G$ définie sur E par la donnée d'un sous-espace vectoriel G du dual algébrique E^*.

Un G-*hyperplan* sera défini par une équation $\langle x, y \rangle = 0$, $y \in G$. Désignons par $\mathcal{L}(G)$ la famille des transformations L de rang *fini* qui ont la forme

$$Lx = \sum_{i=1}^{n} \langle x, y_i \rangle x_i, \text{ où } \quad x_i \in E, \qquad y_i \in G.$$

Soit E_0 l'intersection de tous les G-hyperplans; si $E_0 = (0)$, E et G sont en dualité; dans tous les cas, E/E_0 et G le sont.

2. Si $\mathfrak{T}$ est une topologie compatible avec la structure vectorielle de E, son dual topologique $E'_{\mathfrak{T}}$ définit une structure $\mathfrak{S}_{E'_{\mathfrak{T}}}$; notons-la $\mathfrak{S}_{\mathfrak{T}}$. Disons que $\mathfrak{T}$ *est compatible avec* $\mathfrak{S}_G$ si $\mathfrak{S}_G$ et $\mathfrak{S}_{\mathfrak{T}}$ sont identiques.

Il existe toujours des topologies compatibles avec une $\mathfrak{S}_G$ donnée. La moins

fine d'entre elles, $\sigma(G)$, est localement convexe [elle coïncide avec la topologie $\sigma(E, G)$ de N. Bourbaki [1] dans le cas où $E_0=(0)$].

Dans toute topologie compatible avec $\mathcal{S}_G$, les G-hyperplans sont les hyperplans fermés, et $\mathcal{L}(G)$ est de la famille des transformations de rang fini continues.

3. Considérons la famille $\mathcal{J}(G)$ des intersections de G-hyperplans. Chacune d'elles contient E_0.

On démontre les résultats suivants [évidents si $E_0=(0)$] :

1° Tout sous-espace de E qui contient E_0 et a un supplémentaire topologique dans une topologie compatible avec $\mathcal{S}_G$ appartient à $\mathcal{J}(G)$. Si N est un sous-espace de codimension finie, pour que $N\in\mathcal{J}(G)$ il faut et il suffit que N soit fermé dans une telle topologie.

2° Soit M un sous-espace de E de dimension finie; on a : $M+E_0\in\mathcal{J}(G)$. Pour que M ait un supplémentaire topologique dans une topologie compatible avec $\mathcal{S}_G$, il faut et il suffit que M soit indépendant de E_0 : $M\cap E_0=(0)$.

Pour qu'il en soit ainsi de tout M, il faut et suffit que $E_0=(0)$.

4. Soient $\mathcal{A}$ et $\mathcal{B}$ la famille de toutes les transformations linéaires de E dans E et de G dans G respectivement.

Si $T\in\mathcal{A}$, $T'\in\mathcal{B}$, T′ sera dite G-*transposée* de T lorsque $\langle Tx, y\rangle=\langle x, T'y\rangle$, pour $x\in E$ et $y\in G$. *Les* G-*transposables sont les* $\sigma(G)$-*continues;* les $\mathcal{T}$-continues, où $\mathcal{T}$ est compatible avec $\mathcal{S}_G$, sont G-transposables.

Soit $T\in\mathcal{A}$, $U\in\mathcal{B}$, on dira que le couple (T, U) est *normal* lorsque l'équation $Tx=b$ a une solution au moins dans E si et seulement si b vérifie la condition suivante : $\langle b, y\rangle=0$ chaque fois que $Uy=0$ (*condition de Fredholm*); on dira que (T, U) est *binormal* si en outre la même condition est vérifiée en échangeant les rôles de T et U.

Enfin, une transformation $T\in\mathcal{A}$ sera dite G-*normale* (resp. G-*binormale*) si le couple (T, T′) est normal (resp. binormal).

5. Les G-normales sont les G-transposables qui donnent de E une image appartenant à $\mathcal{J}(G)$.

Désignons par $\mu(T)$ la dimension du noyau $\overset{-1}{T}(0)$ de T, et par $\mu^*(T)$ la codimension de l'image T(E). Si T est G-transposable et si $\mu(T')$ ou $\mu^*(T)$ est fini, pour que T soit normale il faut et il suffit que $\mu(T')=\mu^*(T)$.

Les G-binormales sont les G-normales qui donnent de tout G-hyperplan une image appartenant à $\mathcal{J}(G)$.

Soit $\mathcal{J}'(G)$ la famille des intersections finies de G-hyperplans. Si T est binormale, elle applique $\mathcal{J}'(G)$ dans $\mathcal{J}(G)$. Si en outre $\mu(T')<\infty$, elle applique $\mathcal{J}'(G)$ dans $\mathcal{J}'(G)$, tandis que si $\mu(T)<\infty$, elle applique $\mathcal{J}(G)$ dans $\mathcal{J}(G)$.

Nommons *indice de* T la différence $\mu(T)-\mu^*(T)$ [déterminée sauf si $\mu(T)=\mu^*(T)=\infty$].

Supposons T binormale ainsi que U; alors $T+L$ où $L \in \mathcal{L}(G)$ est binormale et a même indice (déterminé ou non) que T; si $\mu^*(U)$ ou $\mu(T)$ est fini, UT est binormale et a pour indice la somme des indices de U et T (indéterminé si l'un des deux l'est).

6. Supposons E muni d'une topologie $\mathfrak{T}$ compatible avec sa structure vectorielle, et rapportons les définitions précédentes à la structure $\mathfrak{S}_{\mathfrak{T}}$. Si T est un $\mathfrak{T}$-homomorphisme de E sur T(E), dans les deux cas suivants T est binormale :

1° E est localement convexe séparé et T(E) est fermé dans E.

2° E est quelconque, mais T(E) possède un supplémentaire topologique dans E.

Si E est un espace de Fréchet, pour que T soit binormale, il faut et il suffit que T(E) soit fermé dans E.

7. Étant donné un espace vectoriel E, et une transformation linéaire T de E dans E, nous considérons les suites finies ou non $\{e_i\}$ telles que $Te_1 = 0$ et $Te_i = e_{i-1}$ si $i > 1$; nous appelons T-*chaînes* celles qui ont la plus grande longueur possible pour une origine e_1 fixée.

Soit G un sous-espace du dual E^*. Si T est G-binormale d'indice fini, il existe deux bases B et B' de $\overset{-1}{T}(0)$ et $\overset{-1}{T'}(0)$ ayant la propriété suivante : si l'on prend une T-chaîne ou une T'-chaîne ayant pour origine chacun des vecteurs de B ou B', les nombres des chaînons de même ordre dans les T-chaînes ou T'-chaînes finies obtenues sont égaux.

8. Des applications de ces résultats feront l'objet d'une prochaine publication; elles constituent une extension des théories de S. N. Nikol'skii (²) et Goh'berg (³) dans l'espace de Banach.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

(¹) *Espaces vectoriels topologiques*, chap. 3, Hermann, Paris, 1955.

(²) *Izvestiya Akad. Nauk S. S. S. R.*, Ser. Mat., 7, 1943, p. 147-166.

(³) *Doklady Akad. Nauk S. S. S. R.*, 76, 1951, p. 477-480.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les coefficients de Taylor de certaines classes de fonctions.* Note de M. **Nicolas K. Artémiadis**, présentée par M. Paul Montel.

1. Dans ce qui suit, on désigne par $\mathfrak{T}$ l'ensemble des fonctions

$$F(z) = z + \sum_{n=2}^{\infty} a_n z^n$$

de la variable complexe $z = re^{i\alpha}$, typiquement réelles dans le cercle $|z| < 1$ (¹) et l'on pose $s_n = 1 + \sum_{\nu=1}^{n} a_\nu$, $S_n = \sum_{\nu=1}^{n} s_\nu$, $\sigma_n = S/n$.

Définition 1. — La fonction $F(z) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n z^n$ de la variable complexe $z = re^{i\alpha}$, appartient à la classe $\mathfrak{M}$, si quel que soit α, et à partir d'une certaine valeur de r, soit $0 \leqq r_0 < r < 1$,

1° $F(z)$ est régulière dans $|z| < 1$;

2° $R_e F(z) \geqq \mathcal{J} F(z) . \operatorname{tg}(\alpha/2)$.

Définition 2. — La fonction $F(z) = z + \sum_{n=2}^{\infty} a_n z^n$ de la variable complexe $z = re^{i\alpha}$ appartient à la classe $\mathfrak{N}$ si, quel que soit α et à partir d'une certaine valeur de r, soit $0 \leqq r_0 < r < 1$,

1° $F(z)$ est régulière dans $|z| < 1$;

2° $R_e F(z) + [(1+r)/(1-r)] \mathcal{J} F(z) \operatorname{tg} \alpha/2 \geqq 0$.

Théorème 1. — *Si* $F(z) \in \mathfrak{M}$, *on a* $|a_n + a_{n+1}| \leqq 2$ *et* $|a_n| \leqq 2n+1$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$.

Démonstration. — Considérons les fonctions $f(x)$ et $\mu(x)$ définies comme il suit :

$$f(x) = \begin{cases} a_n r^n & \text{pour } n \leqq x < n+1, \\ 0 & \text{» } x < 0; \end{cases}$$

$$\mu(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{pour } |x| \leqq 1, \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases}$$

Posons $h = f \star \mu$. En appliquant un de nos théorèmes ([2]) à la fonction $h(x)$ on trouve $|a_n + a_{n+1}| \leqq 2$ d'où, par récurrence $|a_n| \leqq 2n+1$. L'égalité $|a_n + a_{n+1}| = 2$ a lieu pour $F(z) = 1/(1-z)$.

Théorème 2. — *Si* $F(z) \in \mathfrak{M}$ *et* $F(r)_{r=1-0} \sim c/(1-r)$, *on a*

$$1 + a_1 + \ldots + a_{n-1} + (a_n/2) \sim cn$$

Démonstration. — Posons $a_n = \lambda_n + i\mu_n$, et considérons les séries : $\sum_{n=0}^{s} (2 - \lambda_n - \lambda_{n-1}) r^n$, $\sum_{n=0}^{\infty} (2 - \mu_n - \mu_{n-1}) r^n$ dont les coefficients sont non négatifs. En appliquant un théorème de Hardy-Littlewood, on a la conclusion désirée.

Théorème 3. — *Si* $F(z) \in \mathfrak{N}$, *alors* $|a_{n+2} - a_n| \leqq 2$ *et* $|a_n| \leqq n$.

Démonstration. — La fonction $F_1(z) = \sum_{n=0}^{\infty} (a_{n+1} - a_n) z^n$ appartient à $\mathfrak{M}$, donc $|a_{n+2} - a_n| \leqq 2$ d'où par récurrence $|a_n| \leqq n$. Dans le cas où $F(z) = z/(1-z)^2$ on a $a_n = n$.

2. Théorème 4. — Si $F(z) \in \mathfrak{T}$ et $F(r)_{r=1-0} \sim 1/(1-r)$ on a : *a*. $\sum_{\nu=1}^{n} (\sigma_\nu/\nu) \sim (n/2)$; *b*. $\sum_{\nu=1}^{n} (s_\nu/\nu) \sim n$.

Démonstration. — On sait que ([1]) $S_n \geqq 0$. D'autre part, on trouve

$$\sum_{n=1}^{\infty} S_n r^{n-1} \sim 1/(1-r)^3 \qquad \text{d'où} \qquad \sum_{n=1}^{\infty} (\sigma_n/n)\, r^n \sim 1/2\,(1-r).$$

En appliquant un théorème de Hardy-Littlewood, on arrive à la conclusion *a*. On a

$$|a_{n+2} - a_n| \leqq 2 \qquad \text{et} \qquad \sum_{n=0}^{\infty} (2 + a_n - a_{n+2})\, r^n \sim 2/(1-r)$$

d'où résulte $\lim_{n=\infty} [(a_{n-1}/(n-1)) + (a_n/n)] = 0$ et ensuite,

$$(1) \qquad \sum_{\nu=1}^{n} (a_\nu/\nu) = o(n).$$

Mais $s_n - (a_n/2) \geqq 0$ et l'on a

$$\sum_{n=0}^{\infty} [s_n - (a_n/2)]\, r^n \sim 1/(1-r)^2 \qquad \text{ou} \qquad \sum_{n=1}^{\infty} [s_n - (a_n/2)]\, r^n/n \sim 1/(1-r)$$

d'où

$$\left\{ \sum_{\nu=1}^{n} (s_\nu/\nu) - (1/2) \sum_{\nu=1}^{n} (a_n/\nu) \right\} \sim n,$$

d'où, d'après (1), résulte le théorème.

THÉORÈME 5. — *Hypothèses :* $F(z) \in \mathfrak{C}$; $\lim_{r=1-0} F(r) = s < \infty$; $R_e F(z) \leqq s$.

Conclusion. — La série $\sum_{n=1}^{\infty} a_n$ est sommable par le procédé de Cesaro :

$$\sum_{n=1}^{\infty} a_n = s\,(c,\ 1).$$

Démonstration. — On démontre que $s_n = O(1)$ d'où, en utilisant un théorème connu ([3]), on arrive à la conclusion désirée.

(1) W. ROGOSINSKI, *Math. Z.*, Bd 35, 1932, p. 23-121.
(2) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 544, th. 2.
(3) HARDY, *Divergent series*, p. 154, th. 92.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Résultats sur les fonctions absolument monotones et applications à l'arithmétique des fonctions de type positif.* Note de M. **DANIEL DUGUÉ**, présentée par M. Georges Darmois.

Cette Note donne des théorèmes d'analyticité dans la décomposition en produit de fonctions de type positif, une généralisation des résultats de Lévy-Cramer et Raikoff et pose deux problèmes soulevés par ces questions.

La démonstration des théorèmes énoncés dans cette Note paraîtra prochainement dans le *Journal de l'École Polytechnique* dans un article dont le titre sera : *Sur le théorème de Lévy-Cramer*. Ils montrent qu'il y aurait sans doute intérêt à étudier la structure algébrique des ensembles de fonctions φ^{α}, φ étant de type positif et α positif.

THÉORÈME I. — *Si* $f_1^{\alpha_1} f_2^{\alpha_2} \ldots f_n^{\alpha_n} = g$ *avec* $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n$ *positifs*, $f_1 f_2, \ldots, f_n$, *indéfiniment dérivables en* o *et à dérivées positives* (ce que S. Bernstein appelle *absolument monotones*) *les séries de Taylor en* o *des fonctions* $f_1, f_2, \ldots, f_n$, *convergent au moins dans le cercle de convergence de la série de Taylor de* g *en* o

Ce théorème a pour corollaire :

Si $g = e^x$, *les séries de Taylor en* o *de* $f_1, f_2, \ldots, f_n$ *doivent représenter les fonctions* $e^{\lambda_i x + \mu_i}$ $(\lambda_i > 0)$.

Ce théorème permet d'établir :

THÉORÈME II. — *Si l'on a* $\varphi = \varphi_1^{\alpha_1} \varphi_2^{\alpha_2} \ldots \varphi_n^{\alpha_n}$ *avec* $\varphi, \varphi_1, \varphi_2, \ldots, \varphi_n$ *de type positif*, $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n$ *positifs et* φ *analytique* dans une bande à l'intérieur de laquelle est l'axe réel, $\varphi_1, \varphi_2, \ldots, \varphi_n$ *sont analytiques au moins dans la même bande*.

La condition que l'axe réel soit intérieur à la bande d'analyticité de φ ne me paraît pas indispensable. Dans le cas où $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n$ sont rationnels on établit facilement par des méthodes d'arithmétique des lois de probabilité que le théorème II est vrai même si l'axe réel est *frontière* de la bande d'analyticité. Il paraît vraisemblable qu'il en est de même dans le cas général. Mais la démonstration que j'ai obtenue en utilisant le théorème I implique cette condition. Ce sera le *problème* I : chercher à s'affranchir de cette condition. Le résultat précédent et des méthodes utilisées dans mon article *Analyticité et convexité des fonctions caractéristiques* [1] permettent d'obtenir :

THÉORÈME III. — *Si* $\varphi_1, \ldots, \varphi_n$ *sont caractéristiques*, $\alpha_1, \ldots, \alpha_n$ *positifs avec* $e^{-z^2} = \varphi_1^{\alpha_1} \ldots \varphi_n^{\alpha_n}$, $\varphi_1, \varphi_2, \ldots, \varphi_n$ *sont de la forme* $e^{-\lambda_i z^2 + i\mu_i z}$ (*avec* $\lambda_i \geqq 0$, μ_i *réel*). Ce résultat qui généralise le théorème de Lévy-Cramer a été obtenu par M. Linnick au moyen de méthodes n'utilisant pas les théorèmes I et II.

Le théorème II et la croissance des fonctions caractéristiques donne :

THÉORÈME IV. — *Si le support de la probabilité de la variable dont* φ *est fonction caractéristique est l'ensemble des entiers positifs ou nul et si* $\varphi = \varphi_1^{\alpha_1} \varphi_2^{\alpha_2} \ldots \varphi_n^{\alpha_n}$ ($\varphi_1, \varphi_2, \ldots, \varphi_n$ *caractéristiques;* $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n$ *positifs*) *le support de la variable dont* φ_i *est caractéristique est contenu dans l'ensemble des entiers positifs ou nul ayant subi la translation* h_i *avec* $\Sigma \alpha_i h_i = 0$, si la fonction caractéristique φ contient l'axe réel à l'intérieur de sa bande d'analyticité. Cette dernière condition impliquée par le théorème II semble pouvoir être levée. Il serait intéressant (*problème* II) de voir si avec la loi de composition indiquée, comme dans le cas où $\alpha_1 = \alpha_2 = \ldots = \alpha_n = 1$, le support de la variable dont φ est caractéristique est l'adhérence de la somme vectorielle du support de chacun des variables.

Le théorème IV joint au théorème I donne :

THÉORÈME V. — *Si* $e^{\lambda(e^{iz}-1)} = \varphi_1^{\alpha_1} \ldots \varphi_n^{\alpha_n}$, $\varphi_1, \varphi_2, \ldots, \varphi_n$ *caractéristiques* ($\alpha_1, \ldots, \alpha_n$ *positifs*), $\varphi_i = e^{\lambda_i(e^{iz}-1)+i\mu_i z}$ ($\lambda_i \geqq 0$, μ_i *réel*).

Ce résultat généralise celui de Raikoff. Tous ces théorèmes sont d'une démonstration aisée si $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n$ sont rationnels. Ils sont plus compliqués dans le cas général.

(1) *Ann. Inst. H. Poincaré*, 12, 1951, p. 45.

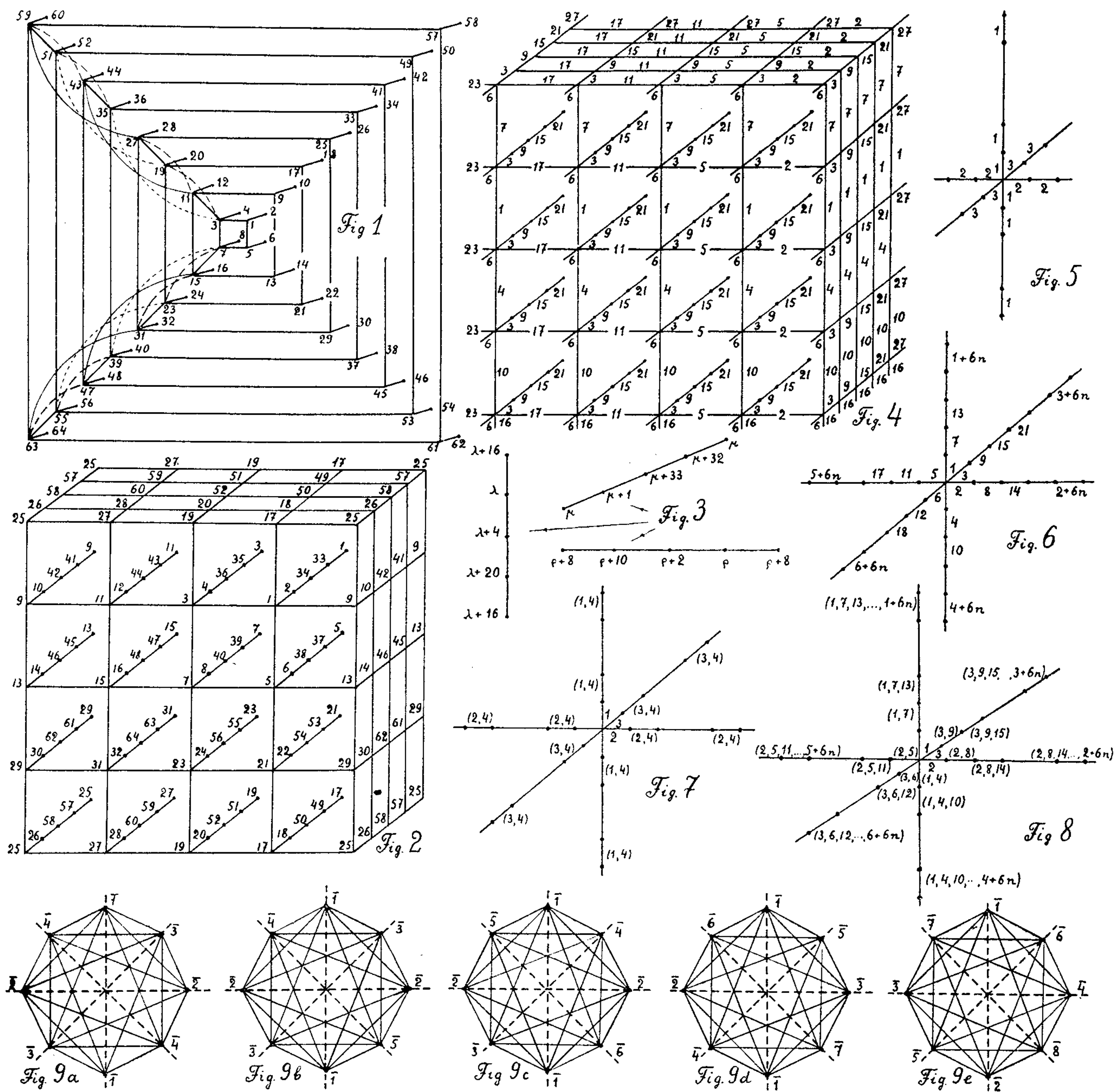
GÉOMÉTRIE. — *Polytopes réguliers des séries du cube* (PC) *et du décahexaèdre* (PD). *Exemples de polytopes : a. contenant un espace « euclidien » fermé et b. correspondant à un espace à courbure constante non fermé.* Note de M. **MATTHIAS MATSCHINSKI**, présentée par M. Georges Darmois.

La construction combinatoire des polytopes des séries du cube (PC) et du décahexaèdre (PD) pour n'importe quel n, indice du polytope dans sa série. La construction géométrique des PC (pour $n < 7$), des PD (pour $n < 4$) et des cinq décahexastères. La coïncidence entre les formules d'Euler généralisées pour les polytopes classiques [(4, 4, 3, 2, 1)-formes] et pour le polytope (PD) [(4, 6, 3, 2, 1)-forme)].

1° Reprenons les notations d'une Note précédente (1). Les polytopes « classiques » (2) sont (4, 4, 3, 2, 1)-formes, (5, 5, 4, 3, 2, 1)-formes, etc. En analogie avec nos recherches dans (1) et (3) sur les polyèdres (3, M_3, 2, 1), où $M_3 > 3$, nous nous occupons ici des (4, M_4, 3, 2, 1)-formes, où $M_4 > 4$. Commençons par la construction d'un polytope (64-cube) qui joue par rapport au décahexaèdre le même rôle qu'un 8-cell de Stringham (2) (« octostère ») joue par rapport au cube. Pour ce polytope $M_4 = 6$. La représentation d'une forme à 6 dimensions sur un plan étant une perspective du quatrième degré (perspective à 2 dimensions de la perspective à 3 dimensions de la perspective à 4 dimensions de la perspective à 5 dimensions de la forme donnée) et étant assez difficile, nous déterminons le polytope en question par une représentation combinatoire [Note infrapaginale (3) dans (3)]. Indiquons les sommets d'un cube par les nombres 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 (*voir* au milieu de la figure 1), ceux d'un octostère par 1-16 (*fig.* 1); analogiquement pour les polytopes suivants de PC par 1 — 32 (dans 5 dimensions) et par 1 — 64 (dans 6 dimensions).

L'arête liant les sommets ρ et λ sera indiquée par (ρ, λ), la face (carré) par un groupe de quatre nombres, le cube élémentaire par un groupe de huit nombres. Toutes les liaisons imaginables entre les indices des sommets existent seulement pour les polytopes de la série du triangle-tétraèdre. Les polytopes des autres séries sont caractérisés par les tableaux des liaisons qui existent et qui les déterminent univoquement. Pour les PC, les tableaux des liaisons décrivant les arêtes, les faces et les cubes élémentaires sont déterminés consécutivement par (k, $2^\mu + k$), tableau des arêtes, par (k, $2^\mu + k$, $2^\lambda + k$,

$2^\mu + 2^\lambda + k$), des faces et par (k, $2^\mu + k$, $2^\lambda + k$, $2^\mu + 2^\lambda + k$, $2^\rho + k$, $2^\rho + 2^\mu + k$, $2^\rho + 2^\lambda + k$, $2^\rho + 2^\mu + 2^\lambda + k$), des cubes. Le premier tableau a n lignes ($\mu = 0, 1, 2, \ldots, n-1$) et 2^{n-1} colonnes, le deuxième : C_n^2 lignes ($\mu = 0, 1, 2, \ldots, \lambda - 1$; $\lambda = 1, 2, 3, \ldots, n-1$) et 2^{n-2} colonnes, le troisième C_n^3 lignes ($\mu = 0, 1, 2, \ldots, \lambda - 1$; $\lambda = 1, 2, 3, \ldots, \rho - 1$; $\rho = 2, 3, 4, \ldots, n-1$) et 2^{n-3} colonnes.



Dans tous ces tableaux pour la première colonne : $k = 1$; dans les colonnes suivantes les k sont différents. Dans un terme donné d'une ligne, k est le plus petit nombre absent dans tous les termes précédents. Soient : $N_{1,n}$, nombre des sommets; $N_{2,n}$, des arrêtes et $N_{m,n}$, des éléments de l'ordre m, enfin $N'_{m,n}$, les mêmes nombres pour PD. Comparons les formules de PD : $N'_{1,n} = 4^n = 2^{2n}$, $N'_{2,n} = n4^n = 2n2^{2n-1}$, $N'_{3,n} = C_n^2 4^n$, ..., $N'_{m,n} = C_n^m 4^n$, ..., $N'_{n-1,n} = C_n^{n-1} 4^n = 4^n n$, avec les formules classiques de PC : $N_{1,n} = 2^n$, $N_{2,n} = C_n^1 2^{n-1}$, $N_{3,n} = C_n^2 2^{n-2}$, ..., $N_{m,n} = C_n^m 2^{n-m}$, ..., $N_{n-1,n} = C_n^{n-1} 2 = 2n$. On voit que : $N'_{1,n} = N_{1,2n}$

et $N'_{2,n} = N_{2,2n}$; on peut toujours appliquer un décahexaèdre sur un octostère, un 64-cube sur un (6, 6, 5, 4, 3, 2, 1) etc., les sommets et les arêtes coïncidant pour tous ces couples. Formant la différence entre les sommes de toutes les grandeurs à indice m pair (Σ''_m) et à m impair (Σ'_m), on obtient $\Sigma'_m N_{m,n} - \Sigma''_m N_{m,n} = 0$ (pour n pair) et $= 2$ (pour n impair), formule d'Euler-Schläfli et $\Sigma'_m N'_{m,n} - \Sigma''_m N'_{m,n} = 0$, extension [annoncée par nous dans ([3]) pour un cas spécial] aux polytopes réguliers de celle de L'Huilier. Le tableau déterminant le 64-cube à partir des cubes élémentaires est issu aussi du terme susmentionné. Ce tableau a huit colonnes, les mêmes que plus haut, mais n'a que huit lignes correspondant à ($\mu = 0$, $\lambda = 1$, $\rho = 2$), ($\mu = 0$, $\lambda = 1$, $\rho = 4$), ($\mu = 0$, $\lambda = 2$, $\rho = 3$), ($\mu = 0$, $\lambda = 3$, $\rho = 4$), ($\mu = 1$, $\lambda = 2$, $\rho = 5$), ($\mu = 1$, $\lambda = 4$, $\rho = 5$), ($\mu = 2$, $\lambda = 3$, $\rho = 5$), ($\mu = 3$, $\lambda = 4$, $\rho = 5$). Le 64-cube est ainsi complètement déterminé (*fig.* 2, « quatrième » perspective; *fig.* 3, règles de répétition des sommets le long des « axes intérieurs »). *C'est le polytope régulier de plus petit n sur lequel on peut appliquer un espace fermé « euclidien »* [à courbure intérieure ([3]) nulle].

2° La propriété des espaces bidimensionnels déjà signalée sur l'exemple de 3-, 4-, 5- et 6-octaèdres [voir *fig.* 4 dans ([3])] existe aussi pour des espaces à trois dimensions. Passant des octaèdres aux 16-cells de Stringham, on construit cinq figures (*voir* la figure 9), les nombres 1, 2, etc. indiquent les axes), qu'on peut nommer : 4-, 5-, 6-, 7-, 8-décahexastères. Les espaces tridimensinonels appliqués — après l'opération de « lissage » ([3]) ou sans cette opération — sur ces décahexastères ne sont pas plongeables dans les mêmes superespaces, bien qu'ayant les mêmes propriétés locales et globales.

Dans le même ordre d'idées, on peut considérer des polytopes infinis (*fig.* 4, 5, 6 et 8). Ici les nombres indiquent à quel axe le segment est parallèle et les groupes de nombres le sous-espace dans lequel ce segment se trouve. Le réseau de la figure 4 correspond, en faisant abstraction des chiffres, au cas général; les schémas des figures 5, 6, 7, 8 représentent ce réseau de façon simplifiée pour des cas plus particuliers, toujours d'espace à trois dimensions. Les chiffres sur la figure 4 appartiennent au cas de la figure 6. La figure 5 est le plus simple espace euclidien sans courbure intérieure, ni extérieure. La figure 6 est un espace euclidien sans courbure intérieure, mais avec une courbure extérieure différente de zéro. Les figures 5 et 6 représentent des espaces infinis, celui de la figure 7 est fini : c'est un espace aux courbures intérieure et extérieure non nulles. Enfin l'espace de la figure 8 a aussi ses deux courbures non nulles, mais il est non fermé et infini. Ainsi tous les cas du 3° de la Note ([3]) existent également pour l'espace à trois dimensions et plus.

3° Cependant le résultat le plus important est le suivant. Dans le cas de l'espace à deux dimensions, les polyèdres classiques et ceux du genre du décahexaèdre correspondent à deux types différents de la formule d'Euler. Pour les classiques la constante de cette formule est égale à 2, pour le décahexaèdre et

ses semblables cette constante est nulle. En effet [*cf.* § 1 de la Note (³)] pour la figure « aplatie » $\delta = 4\pi$, pour le premier cas et $\delta = 0$ pour le second. Ceci peut faire penser qu'il y a quelque différence essentielle entre les polyèdres classiques et ceux introduits par nous, bien que ces derniers présentent des symétries non moins parfaites. Mais cette différence n'existe pas dans le cas de trois dimensions. Comme on voit des formules du paragraphe 1, la constante de la formule généralisée d'Euler reste toujours nulle aussi bien dans le cas classique (5-, 8-, 16-, 24-, 120- et 600-cells de Stringham) que pour 64-cube introduit ici (*fig.* 1, 2, 3).

(¹) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 482.
(²) *Enz. Math. Wiss.*, III¹, 2ᵉ partie; W. I. STRINGHAM, *J. Math.*, 3, 1880, p. 1.
(³) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1595.

AÉRODYNAMIQUE. — *Sur le calcul des compresseurs axiaux.* Note (*) de MM. **Jacques Valensi** et **André Papon**, présentée par M. Joseph Pérès.

La présente Note décrit une méthode de calcul que la pratique de plusieurs années a révélé à la fois commode et efficace.

La distribution asymptotique de la vitesse à l'amont et à l'aval de chaque roue est d'abord calculée par la théorie linéarisée de l'écoulement tridimensionnel (¹). On suppose le fluide parfait et l'on assimile les roues à des disques infiniment minces à travers lesquels la composante tangentielle de la vitesse absolue éprouve une discontinuité.

Les sections cylindriques des pales de chaque roue sont ensuite calculées comme des profils de grilles en écoulement plan. Les données dont on dispose pour chaque grille sont les suivantes : les angles absolus (roues fixe), ou relatifs (roues mobiles), de l'air avec la normale au front de grille pour le régime normal de fonctionnement, de part et d'autre de la grille, et le pas réduit de la grille.

Il est facile de voir qu'il existe théoriquement pour chaque transformation conforme que l'on peut adopter pour le calcul de la grille, une infinité de profils correspondant à ces données.

Cependant il y a lieu de choisir parmi les solutions théoriques en nombre infini, celles qui permettront d'obtenir dans la réalité un écoulement aussi proche que possible de l'écoulement théorique.

Pour cela il y a lieu de construire des profils admettant une distribution de vitesse aussi uniforme que possible et avec un coefficient maximum de survitesse peu supérieur à 1. On atténue ainsi les effets de la compressibilité aussi bien que ceux du frottement.

Le moyen le plus direct d'arriver à ce résultat est de se donner une distri-

bution de vitesse convenable sur le cercle dont on déduit le profil [méthode Lighthill ([2]), ([3])]. Malheureusement une telle méthode est d'application difficile sinon impossible, car elle peut conduire à des profils pratiquement inutilisables, leur forme géométrique étant imprévisible.

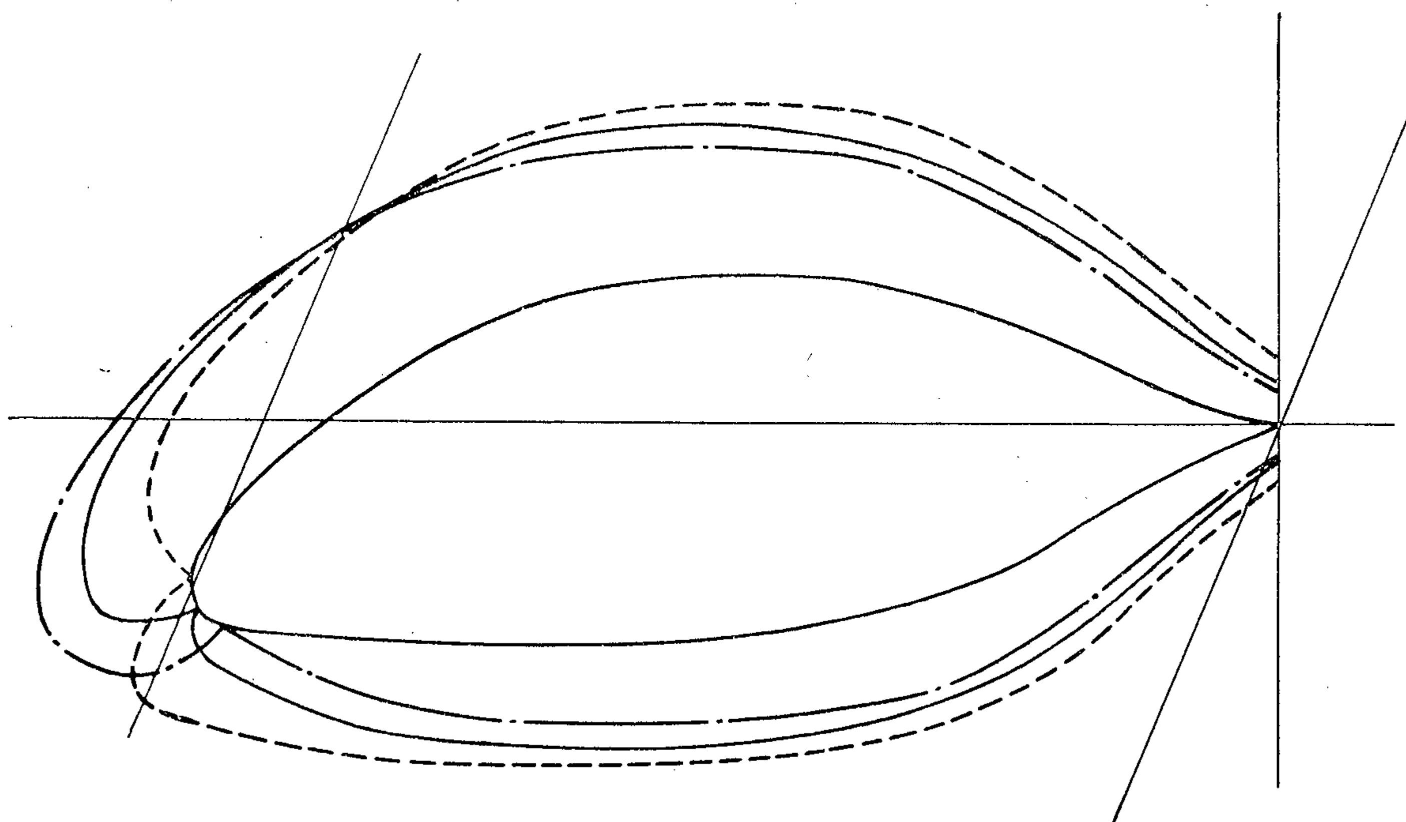


Fig. 1.

Épaisseur relative maximum : 34 %. $\frac{s}{c} = 1{,}16$. Calage : 31° 30′.

------- Régime 1 : $\beta_1 = 42°17'$, $\beta_2 = 29°30'$;
——— » 2 : $\beta_1 = 53°47'$, $\beta_2 = 30°$ optimum;
—·—·— » 3 : $\beta_1 = 61°18'$, $\beta_2 = 30°30'$.

Survitesse maximum au régime optimum : 1,4.

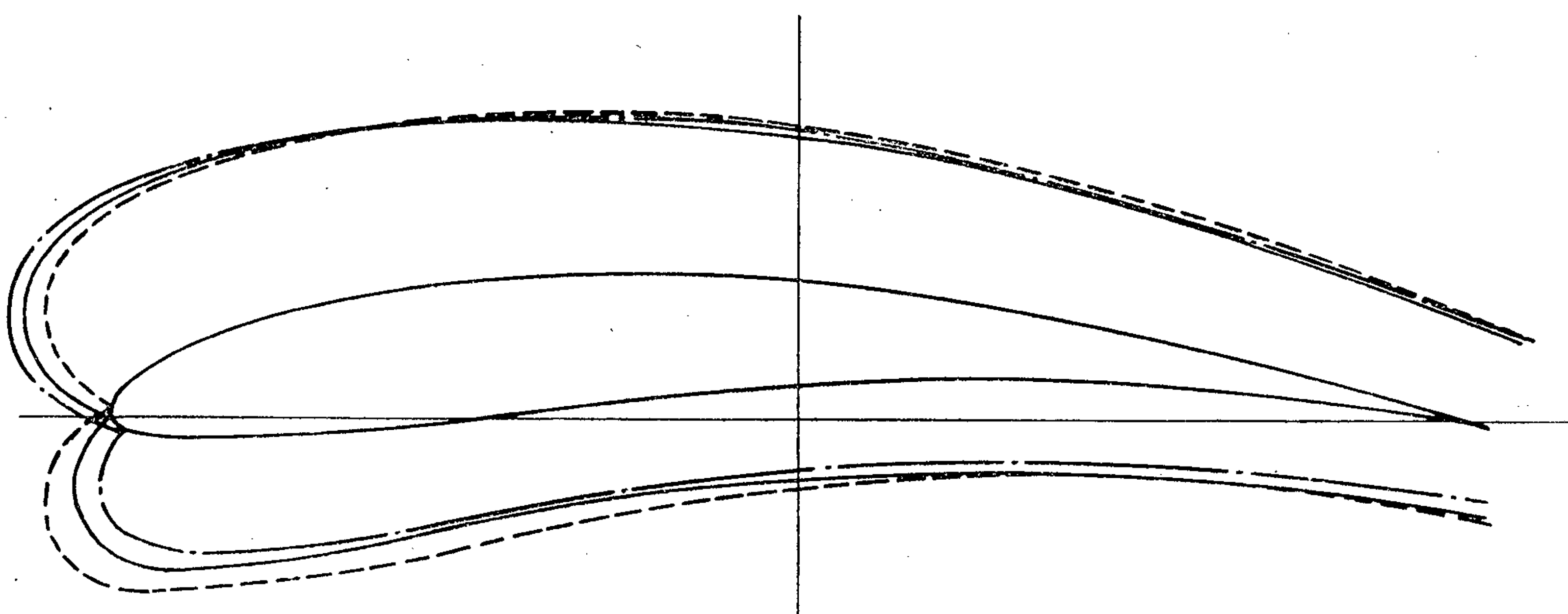


Fig. 2.

Épaisseur relative maximum : 10 %. $\frac{s}{c} = 0{,}892$. Calage : 38°.

------- Régime 1 : $\beta_1 = 47°23'$, $\beta_2 = 29°55'$;
——— » 2 : $\beta_1 = 51°$, $\beta_2 = 30°$ optimum;
—·—·— » 3 : $\beta_1 = 53°59'$, $\beta_2 = 30°05'$.

Survitesse maximum au régime optimum : 1,298.

Il est en fait préférable de se donner *a priori* une transformation conforme sous forme finie et de l'appliquer de telle sorte que les conditions suivantes soient satisfaites :

a. l'épaisseur maximum relative du profil sera comprise entre certaines limites;

b. le profil présentera son épaisseur maximum à une distance déterminée du bord d'attaque. L'expérience montre qu'il est bon de prendre pour cette distance le quart de la corde des profils;

c. le point de vitesse nulle à l'avant du profil coïncidera avec le point où le rayon de courbure du profil est minimum (attaque optimum).

Les méthodes telles que celles de A. R. Collar et W. Merchant ([4]) qui dérivent la grille de profils d'une grille d'ovales se prêtent bien à ce genre de calcul.

On montre dans les figures 1 et 2, deux exemples de l'application de ces méthodes :

Figure 1. — Profil « Lighthill » calculé pour les conditions du régime 2 : $\beta_1 = 53°47'$; $\beta_2 = 30°$; $s/c = 1,16$, avec les distributions théoriques de la vitesse : pour ce régime, pour le régime 1 correspondant à une incidence plus faible et pour le régime 3 correspondant à une incidence plus forte.

On voit, d'après les courbes de distribution de la vitesse, que des effets de compressibilité sont à craindre dans le régime 3.

Figure 2. — Profil calculé suivant la méthode Merchant correspondant aux données suivantes à l'attaque optimum : ($\beta_1 = 51°$; $\beta_2 = 30°$; $s/c = 0,892$) et distribution théorique de la vitesse correspondant aux conditions suivantes : attaque optimum, une incidence inférieure à celle de l'attaque optimum (régime 1) et une incidence supérieure à celle de l'attaque optimum (régime 3).

Comme le laisse prévoir l'examen de ces distributions théoriques, l'expérience montre que le fonctionnement du profil est tout à fait satisfaisant aux angles d'incidence supérieurs à l'angle optimum.

L'expérience montre encore que le nombre de Mach critique du profil de la figure 2 est relativement élevé (0,735), compte tenu de la déflexion (21°). Il y a d'ailleurs en ce qui concerne la déflexion à $M = 0,65$ et pour différentes incidences, un excellent accord entre la théorie (fluide incompressible) et l'expérience.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

([1]) R. SIESTRUNCK et J. FABRI, *O. N. E. R. A.*, Publication 43, 1950.

([2]) M. J. LIGHTHILL, *A. Mathematical Method of Cascade Design*, R. and M., n° **2104**, 1945.

([3]) J. VALENSI, *Sur le calcul théorique des profils d'ailes admettant une distribution de vitesse donnée à l'avance; application aux grilles d'aubes*. Communication au Congrès International de l'Aéronautique, Paris, mai 1949.

([4]) *Flow of an Ideal Fluid Past a Cascade of Blades* (Part II), R. and M. n° **1893**, 1941.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Une classification des espaces einsteiniens.* Note (*) de M. **Jules Géhéniau**, présentée par M. Louis de Broglie.

La classification locale des espaces einsteiniens basée sur les propriétés invariantes du tenseur de Riemann-Christoffel se ramène à celle des matrices symétriques de traces nulles, dans le groupe orthogonal complexe à trois dimensions. On obtient ainsi sept classes d'espaces auxquelles correspondent des formes caractéristiques du tenseur de Riemann-Christoffel.

1. Par espace einsteinien nous entendons ici un espace riemannien réel à quatre dimensions, localement de Minkowski, dont le tenseur de Ricci est nul. On peut faire en sorte que les quatre vecteurs de base e_p de chaque repère orthonormé aient la longueur 1. Dans ce cas, les composantes de l'un d'eux, soit le quatrième, dans les repères naturels, sont imaginaires pures.

Le tenseur de R. C. d'un espace einsteinien est égal à son tenseur de Weyl. En repères orthonormés ses dix composantes C_{pqrs} déterminent une matrice 6×6; les indices pq, rs, pris dans l'ordre 23, 31, 12, 14, 24, 34, désignent les lignes et les colonnes. On a [1], $2C = C^+ + C^-$ avec

$$C^{\pm} = \begin{pmatrix} A^{\pm} & \pm A^{\pm} \\ \pm A^{\pm} & A^{\pm} \end{pmatrix}. \tag{1}$$

Les matrices A^+ et A^- sont imaginaires conjuguées, symétriques et de traces nulles. Pour ce qui suit, il suffit de considérer les matrices d'indice (+). Nous simplifierons les notations en n'écrivant plus cet indice.

Par une rotation du repère orthonormé en un point, A subit une transformation du groupe o des rotations de l'espace euclidien complexe à trois dimensions. Les invariants de ces matrices dans le groupe o fournissent la classification locale proposée; plus simplement, en considérant les matrices à un facteur près, le problème est ramené à la classification des couples de coniques $X_\alpha X_\alpha = 0$, $A_{\alpha\beta} X_\alpha X_\beta = 0$, avec $A_{\alpha\alpha} = 0$, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$.

2. Les espaces einsteiniens se répartissent ainsi en trois catégories d'après les caractéristiques des diviseurs élémentaires de $A - aI$, où I est la matrice unité : 1° les diviseurs élémentaires sont simples ; 2° les exposants sont 2 et 1 ; 3° l'exposant est 3.

Dans chaque catégorie les espaces se répartissent en classes d'après les racines a_1, a_2, $a_3 = -(a_1 + a_2)$ de l'équation

$$|A - aI| = 0. \tag{2}$$

Il y a sept types de coniques $A_{\alpha\beta} X_\alpha X_\beta = 0$, avec $A_{\alpha\alpha} = 0$. Leurs formes canoniques fixent les formes caractéristiques des tenseurs de R. C. qui leur correspondent.

3. Posons

$$Z_\alpha = e_\beta \times e_\gamma + e_\alpha \times e_4 \qquad (\alpha\beta\gamma = \text{perm. paire de } 123),$$

où $e_p \times e_q$ est le produit vectoriel des deux vecteurs de base e_p et e_q.

Grâce à (1) les composantes de C^+ dans les repères naturels sont données par

$$(3) \qquad C^+ = A_{\alpha\beta} Z_\alpha Z_\beta.$$

Pour obtenir la composante $(klmn)$ de C^+, prendre les composantes (kl) des premiers bivecteurs (Z_α) et les composantes (mn) des seconds bivecteurs (Z_β).

Dans la première catégorie, le tenseur C^+ a donc la forme

$$(4) \qquad a_1 Z_1 . Z_1 + a_2 Z_2 . Z_2 - (a_1 + a_2) Z_3 . Z_3.$$

Il y a deux classes non dégénérées : trois racines distinctes ou deux racines égales, non nulles, et deux classes dégénérées : une ou toute racine nulle. Dans ce dernier cas, le tenseur de R. C. est évidemment nul.

Dans la deuxième catégorie, le tenseur C^+ a la forme

$$(5) \qquad a_1 (Z_1 . Z_1 + Z_2 . Z_2 - 2 Z_3 . Z_3) + (Z_1 + i Z_2) . (Z_1 + i Z_2).$$

D'où deux classes : $a_1 \neq 0$ et $a_1 = 0$.

La troisième classe renferme le seul tenseur C^+

$$(6) \qquad (Z_1 + i Z_2) . Z_3 + Z_3 . (Z_1 + i Z_2).$$

Notons que $Z_1 + i Z_2$ est un bivecteur simple, produit vectoriel des vecteur orthogonaux de longueur nulle $e_2 - i e_1$ et $e_3 + i e_4$.

Les espaces einsteiniens définis par (6) et (5) lorsque $a_1 = 0$, sont des espaces riemanniens à quatre dimensions dont tous les invariants de courbure sont nuls. Des espaces de ce type ont été étudiés récemment par M. R. Debever (²).

4. Cette classification s'étend immédiatement aux espaces à courbure constante de seconde espèce (tenseur réduit de Ricci nul).

(*) Séance du 28 janvier 1957.

(¹) J. Géhéniau et R. Debever, *Bull. Acad. Roy. Belg.*, **42**, 1956, p. 114 à 123; J. Géhéniau, *ibid.*, p. 252 à 255; R. Debever, *ibid.*, p. 313 à 327 et 608 à 621.

(²) *Ibid.*, p. 1033 à 1043.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur l'indépendance dimensionnelle des constantes c, h, χ, le problème du quantum des longueurs, et ceux de l'univers en expansion.* Note (*) de M. **Olivier Costa de Beauregard**, présentée par M. Louis de Broglie.

Compléments à notre précédente Note (¹). — Il y a un postulat implicite et dans la remarque de Haas que nous avons rappelée, et dans l'application que

nous avons faite du principe de Park aux univers en expansion : que la formule du potentiel newtonien global est la même dans un cosmos expansif et dans un cosmos statique. Ce postulat équivaut à poser la condition de Jordan-Haas-Park.

La constante universelle I de la formule de dynamique $\vec{F} = I\, m\vec{\gamma}$ est un invariant relativiste, du fait que cette formule admet une transcription 4-dimensionnelle bien connue. Là où nous disions « masse », il faut donc dire plus explicitement « masse propre », mais ceci est pratiquement sans importance du fait qu'on est dans une hypothèse quasi-statique.

La relativité générale fournit automatiquement un invariant tensoriel, nombre pur conservatif de valeur 1, défini comme un potentiel gravitationnel fini : le $-\chi T/\mathcal{R}$ de l'équation d'Einstein contractée. Toutefois, poser $\mathcal{R} I = -\chi T$ ne représente pas l'expression d'un principe de Mach, parce que la loi invoquée est purement locale. Mais si χ est supposée variable avec le rayon R de l'espace, alors $\chi(R) \equiv -\overline{\mathcal{R}/T}$, et l'on obtient bien l'expression d'un principe de Mach.

Une variation séculaire de χ est permise par la Relativité générale, qui impose simplement la conservation du tenseur $\chi T^{\lambda\mu}$.

Le fait que la valeur du nombre $\chi\rho R^2$ de Jordan-Haas soit voisin de 1 est une conséquence directe de la loi $\chi T = -\mathcal{R}$ et du fait que le rapport $\rho/\rho_0 \equiv c^2\rho/T$ est un nombre petit.

Remarques préalables. — Étant dimensionnellement indépendantes, les trois constantes c, h, χ permettent la définition d'un système rationnel d'unités de longueur, temps, masse, qui est

$$(1) \qquad l_0 = \sqrt{\frac{h\chi}{c}}, \qquad t_0 = \frac{l_0}{c}, \qquad m_0 = \frac{h}{cl_0} = \sqrt{\frac{h}{c\chi}}.$$

Il est généralement admis que la définition d'un quantum l de longueur de l'ordre de 10^{-12} ou 10^{-13} cm serait souhaitable. Or le l_0 ci-dessus défini, valant environ 2.10^{-22} cm, est trop petit par un facteur d'environ 10^{10}.

Suivant une idée de Dirac ([2]), on peut postuler la nécessité d'adjoindre aux grandeurs c, h, χ un nombre pur $\mathcal{N}$, exprimant le rapport au quantum l cherché de la longueur cosmologique fondamentale L, dont l'expression la plus directement expérimentale est la constante de récession de Hubble. Comme $L \simeq 3.10^{27}$ cm, $\mathcal{N} \simeq 10^{40}$, soit sensiblement la quatrième puissance du précédent rapport.

La conséquence logique de l'idée de Dirac ([2]) est donc de poser par définition du quantum de longueur

$$(2) \qquad l^5 = \frac{\chi^2 h^2}{c^2} L, \qquad \text{ou} \qquad \chi^2 L = \frac{c^2 l^5}{h^2};$$

substituant les valeurs

$$(3) \qquad c \simeq 3.10^{10}, \qquad \chi \simeq 1,86.10^{-27}, \qquad h \simeq 6,5.10^{-27}, \qquad L \simeq 3.10^{27} \text{ C. G. S.},$$

il vient pour le quantum cherché

$$l \simeq 1,35.10^{-12} \text{ cm}. \qquad (4)$$

Les autres étalons resteront définis suivant

$$t = \frac{l}{c}, \qquad m = \frac{h}{cl}. \qquad (5)$$

Sans dissimuler que le précédent argument est purement *ad hoc*, nous voulons examiner ici quelques-unes de ses conséquences, à titre de simple hypothèse de travail.

Sur une loi de variation séculaire de χ. — Dans le modèle de cosmos en régime permanent de Mac Crea ([3]), la constante L est indépendante du temps cosmique : toutes les grandeurs de la formule (2) peuvent être supposées des constantes absolues.

Il n'en va pas de même avec la plupart des modèles de cosmos expansifs, et notamment celui que nous avons récemment proposé ([1]). Or, si l'une des grandeurs de la formule (2) varie, une autre au moins variera aussi.

Les prochains étalons de longueur et de temps semblent devoir être définis par les longueurs d'onde et périodes d'ondes électromagnétiques d'origine atomique ou moléculaire. En outre, il est indiqué, dans cette perspective, de faire en sorte que les masses du domaine atomique restent des constantes. De la sorte, c et h seront des constantes par définition. On peut penser que l sera, avec c et h, impliquée dans la quantification des masses fondamentales : si rien d'autre n'intervient là, l sera aussi une constante absolue. Restent donc, comme grandeurs variables, L et χ, conformément à la formule postulée (2).

Dans un schéma « matière pure » ([4]), la conservation du tenseur $\chi T^{\mu\nu}$ entraînerait celle du « pouvoir grave » ([2]) $\chi\mathcal{M}$ d'un corps matériel, hypothèse impliquant la croissance du rapport $\mathcal{M}/m$, et donc du nombre de particules constitutives du corps. Cette idée semble invraisemblable (sauf peut-être au sein de champs gravifiques très intenses). Nous préférons postuler, conformément à notre idée générale ([1]), que la masse progressivement apparue est rayonnée sous forme d'une onde de gravitation, ou onde de gravitons libres, la puissance émise étant donnée par la formule

$$\frac{\mathcal{M}'}{\mathcal{M}} = -\frac{\chi'}{\chi} = \frac{L'}{2L} = \frac{c}{2L}, \qquad (6)$$

où les dérivées sont prises par rapport au temps cosmique, et où le dernier rapport est propre à notre théorie. Au sein de champs gravifiques très intenses, il pourrait y avoir émission de gravitons de très haute énergie engendrant, par matérialisations successives, du « rayonnement cosmique ». Outre la nécessité d'imaginer pour cela une chaîne de réactions, il y aura la difficulté d'expliquer la grande disparité des populations de négatons et positons, protons et antiprotons, etc.

En substituant les valeurs numériques, on trouve que la puissance rayonnée de ce chef par le Soleil serait d'environ 10^{16} g/s, à comparer aux 4.10^{12} g/s de son rayonnement photonique; mais une grande partie de ce rayonnement, formée de particules à interactions faibles ou très faibles (gravitons, neutrinos) serait pratiquement « occulte ».

Étudions le mouvement d'une masse ponctuelle d'épreuve dans le champ d'une « étoile fondante » de ce type. On a la loi des aires et l'équation différentielle radiale (à l'approximation newtonienne présentement valable)

$$r^2\theta' = a^2, \qquad \frac{a^4}{r^3} - r'' = \frac{G\mathfrak{M}}{r^2}. \tag{7}$$

Il est remarquable que les solutions du type spirale logarithmique soient compatibles avec la loi de déclin postulée pour G. Posons en effet, V désignant un nombre (en fait très petit)

$$V = \frac{r'}{r\theta'} = \frac{rr'}{a^2}; \tag{8}$$

on trouve, après des calculs simples,

$$r = a\sqrt{2Vt}, \qquad G = \frac{a^3(1+V^2)}{\mathfrak{M}\sqrt{2Vt}} \simeq \frac{a^3}{\mathfrak{M}\sqrt{2Vt}}. \tag{9}$$

En identifiant les lois (2_2) et (9_2), ce qui implique l'identification des deux origines de temps, et notant que $c^2\chi = 8\pi G$, on trouve une relation entre constantes aisée à écrire. Cette solution est manifestement celle qui, à l'approximation classique, correspond à la trajectoire circulaire.

En admettant pour âge de l'univers 3.10^9 ans, nous trouvons, d'après (9), que la Terre était à 0,9 fois sa distance présente du Soleil il y a 6.10^8 ans, et ceci semble écarter une difficulté opposée par Teller ([5]) aux idées de Dirac.

En rapprochant la formule (2_2) de la loi que nous avons postulée ([1]) globalement, $\chi M = 2\pi^2\eta L$, on trouve, à l'échelle globale, et le dernier rapport étant propre à notre théorie,

$$\frac{M'}{M} = \frac{3L'}{2L} = \frac{3c}{2L}; \tag{10}$$

le rayonnement « catalysé » par la présence des masses matérielles ne rend donc pas compte de la totalité du processus. La disparité des lois (6) et (10) est évidemment liée à celles des hypothèses faites sur les pressions.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

([1]) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 308.

([2]) *Nature*, **139**, 1937, p. 323; *Proc. Roy. Soc.*, A **165**, 1938, p. 199.

([3]) *Proc. Roy. Soc.*, A **206**, 1951, p. 562.

([4]) A. LICHNEROWICZ, *Théories unitaires de la gravitation et de l'électromagnétisme*, Paris, 1955, p. 14.

([5]) *Phys. Rev.*, **73**, 1948, p. 801.

THERMODYNAMIQUE. — *Sur le calcul itératif des échangeurs-évaporateurs.* Note de M. **Marcel Véron**, présentée par M. Hippolyte Parodi.

Un flux d'eau s'écoule au contact d'une surface d'échange à laquelle il soustrait de la chaleur, ce qui y refroidit (ou y condense) un fluide, tel que NH_3. En même temps, l'eau s'évapore partiellement dans un courant d'air, qui s'échauffe et s'humidifie en la refroidissant. Sur chaque normale à la surface d'échange, qui lui offre généralement de multiples impacts, le mince voile d'eau peut être considéré comme isotherme.

On propose pour ces échangeurs complexes une méthode de calcul itératif très souple.

On notera Π_c, Π_e, Π_a les débits massiques respectifs du fluide chaud traité, de l'eau et de l'air, θ, τ et t leurs températures courantes respectives, Q, S et K la chaleur échangée, la surface d'échange et le coefficient *global* de transmission calorifique entre le fluide chaud et l'eau, Q′, $S' = \varphi S$ et K′ la chaleur échangée (par convection et rayonnement), la surface de contact et le coefficient d'échange *superficiel* entre l'eau et l'air, c_c, c_e, c_a, c_ν les chaleurs spécifiques à pression constante du fluide chaud, de l'eau, de l'air et de la vapeur d'eau mêlée à l'air en proportion massique ϖ dite humidité absolue (ϖ_τ pour l'air saturé à τ), r_τ et λ_τ la chaleur latente de vaporisation et l'enthalpie de la vapeur d'eau saturée à $\tau (\lambda_{\tau=0} = r_{\tau=0})$, enfin $q' = (c_a + \varpi c_\nu) t + \lambda_{\tau=0} \varpi$ l'enthalpie de l'air humide contenant la masse unité d'air sec (q'_τ pour l'air saturé à τ). On affectera les indices o et f aux plans transversaux d'entrée et de sortie de l'air.

Dans une tranche élémentaire, les échanges calorifiques à travers les surfaces d'échange dS et dS' (comptées positivement dans le sens de l'air) s'écrivent, soit en introduisant la température et l'humidité absolue de l'air :

(1) à (3) $$dQ = -\Pi_c c_c \, d\theta = K(\theta - \tau) \, dS = \pm c_e [\Pi_e - f(\varpi) \Pi_a] \, d\tau + \Pi_a \{ (c_a + \varpi c_\nu) \, dt + [r_\tau + c_\nu (t - \tau)] \, d\varpi \},$$

(4), (5) $$dQ' = K'(\tau - t) \, dS' = \Pi_a [(c_a + \varpi c_\nu) \, dt + c_\nu (t - \tau) \, d\varpi],$$

soit en introduisant l'enthalpie et l'humidité absolue de l'air :

(1′) à (3′) $$dQ = -\Pi_c c_c \, d\theta = K(\theta - \tau) \, dS = \pm c_e [\Pi_e - f(\varpi) \Pi_a] \, d\tau + \Pi_a (dq' - c_e \tau \, d\varpi),$$

(4′), (5′) $$dQ' = K' \left(\tau - \frac{q' - \lambda_{\tau=0} \varpi}{c_a + \varpi c_\nu} \right) dS' = \Pi_a (dq' - \lambda_\tau \, d\varpi).$$

Au dernier membre de (3) et (3′), le premier ou le deuxième signe convient, selon que l'eau circule dans le même sens que l'air, ou à contre-courant ; et la fonction $f(\varpi)$ est $\varpi - \varpi_0$ ou $\varpi_f - \varpi$, respectivement.

Appliquée à une tranche élémentaire dS', la loi d'évaporation-condensation de Dalton combinée avec la loi de Lewis (régime turbulent) donne d'autre

part :

(6) $$\Pi_a \, d\varpi = K' \frac{\varpi_\tau - \varpi}{c_a + \varpi c_v} \, dS'.$$

Pour intégrer ce système d'équations et en tirer θ, τ, t, ϖ, Q et Q' en fonction de S et S', il faut les linéariser, et notamment admettre que ϖ_τ suit une loi du premier degré en τ, ce qui n'est à peu près admissible que dans un étroit intervalle de températures [1], [2].

Mais on peut utiliser un mode de calcul itératif par petites différences, plus accessible et susceptible de donner des résultats plus corrects.

Les facteurs θ_0, τ_0, t_0, q'_0 et ϖ'_0 à l'entrée de l'air sont connus valeurs initiales, données, si les trois fluides circulent dans le même sens, ou résultats d'approximations antérieures pour θ et τ dans les autres cas.

On se fixe un premier petit élément de surface dS, donc $dS' = \varphi \, dS'$, qui porté dans (6) donne $d\varpi$. Portés ensuite dans (4) et (5) ou (4') et (5'), dS et $d\varpi$ donnent dt ou dq', et dQ'. Portés enfin dans (3) à (1) ou (3') à (1'), dS, dt ou dq', et $d\varpi$ donnent $d\tau$, $d\theta$ et dQ.

Les nouvelles valeurs de θ, τ, t, q' et ϖ qui en résultent permettent un calcul en tous points identique, pour un deuxième élément dS faisant suite au premier.

De proche en proche, on décrit ainsi l'évolution complète de tous ces facteurs le long de la surface S, avec une approximation aussi grande qu'on le veut.

L'addition des dQ et dQ' élémentaires fournit la puissance frigorifique totale Q et sa composante Q'.

On peut aussi recourir à une intégration semi-graphique équivalente, qui fera l'objet d'une autre publication.

(1) M. Véron et F. Trèves, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2493.

(2) M. Véron et F. Trèves, *Étude analytique des condenseurs-évaporateurs à circulation forcée de l'air*, Hermann, Paris.

ÉLECTRICITÉ. — *Mesure des écarts à la loi d'Ohm et de l'effet de scintillation présentés par des couches très minces d'argent, d'or et d'aluminium.* Note (*) de MM. **Clément Uny** et **Nicolas Nifontoff**, transmise par M. Louis Néel.

Ce travail est relatif à l'étude simultanée des variations de la résistance et de l'effet de scintillation dans le cas de couches très minces d'or, d'argent et d'aluminium, déposées sur des supports de verre ou de silice amorphe, en fonction du courant continu qui les traverse.

Le présent travail est relatif à des mesures simultanées des variations de la résistance et de l'effet de scintillation de couches métalliques très

minces en fonction du courant continu qui les traverse. Nous avons pour cela repris l'étude déjà effectuée par l'un de nous sur des couches d'argent [1] et nous l'avons étendue aux couches d'or et d'aluminium. Les couches étudiées sont déposées, soit, comme précédemment [1], sur support de verre, soit sur support de silice amorphe. Les mesures sont faites en utilisant un montage déjà décrit [2].

Avant d'entreprendre des mesures de bruit, il nous a paru opportun de préciser les caractéristiques d'évolution de nos couches dans les conditions expérimentales. Pour cela, nous avons préparé une dizaine de lames et nous avons suivi l'évolution pendant plus de 20 h après la projection.

Durant cette période, la résistance des couches augmentait, très rapidement au début, moins vite ensuite. Nous avons constaté que, pour l'or et l'argent, la courbe d'évolution a une allure parabolique et pour l'aluminium, elle finit par présenter une branche rectiligne; ces résultats tendent à confirmer les courbes publiées pour l'argent et l'aluminium par MM. Perrot et David [3].

En ce qui concerne les lames qui ont servi à l'étude des variations de la conductibilité et du bruit, le désir d'avoir des écarts notables à la loi d'Ohm et à la « loi en I^2 » conduit à étudier des lames présentant une résistance de départ (immédiatement après la projection) assez élevée. Cependant l'appareillage utilisé pour la mesure des fluctuations de courant étant adapté à l'étude de lames pas trop résistantes ($R < 10^8\ \Omega$), on rencontre une nouvelle limitation.

Ces deux exigences contraires nous ont imposé : d'une part, de ne retenir que des lames dont la résistance de départ était comprise dans un domaine très limité (en fait, nous n'avons retenu pour cette raison qu'une cinquantaine de lames sur 80 environ qui ont été effectivement préparées); d'autre part, d'effectuer nos mesures alors que la résistance de la lame n'avait pas encore pris une valeur trop importante du fait de l'évolution; en fait, les mesures de bruit étaient effectuées de 1 à 3 h après la projection. L'étude a porté sur 47 lames (24 pour Ag, 17 pour Au, 6 pour Al), la résistivité superficielle variant de 0,5 à $2,5.10^{10}\ \Omega/\text{cm}^2$. Pour chaque lame, les mesures relatives à la comparaison de l'effet de scintillation et de la résistance s'étendaient sur une période d'une heure environ, il était donc nécessaire de faire une correction pour tenir compte de la variation de résistance due à l'évolution de la couche pendant cette période. La figure 1 donne une idée de cette correction. Les courbes en trait plein donnent, en échelle logarithmique, les valeurs brutes de R_m (résistance moyenne) obtenues directement pour des valeurs successives de l'intensité I, d'abord croissantes, puis décroissantes. Les courbes en pointillés sont relatives aux valeurs corrigées de R_m, la correction étant faite en admettant qu'au stade d'évolution où sont effectuées les mesures, l'application du champ

électrique ne modifie pas sensiblement l'évolution naturelle. Les courbes Log R = f (log I) ainsi obtenues ont l'allure déjà décrite par d'autres

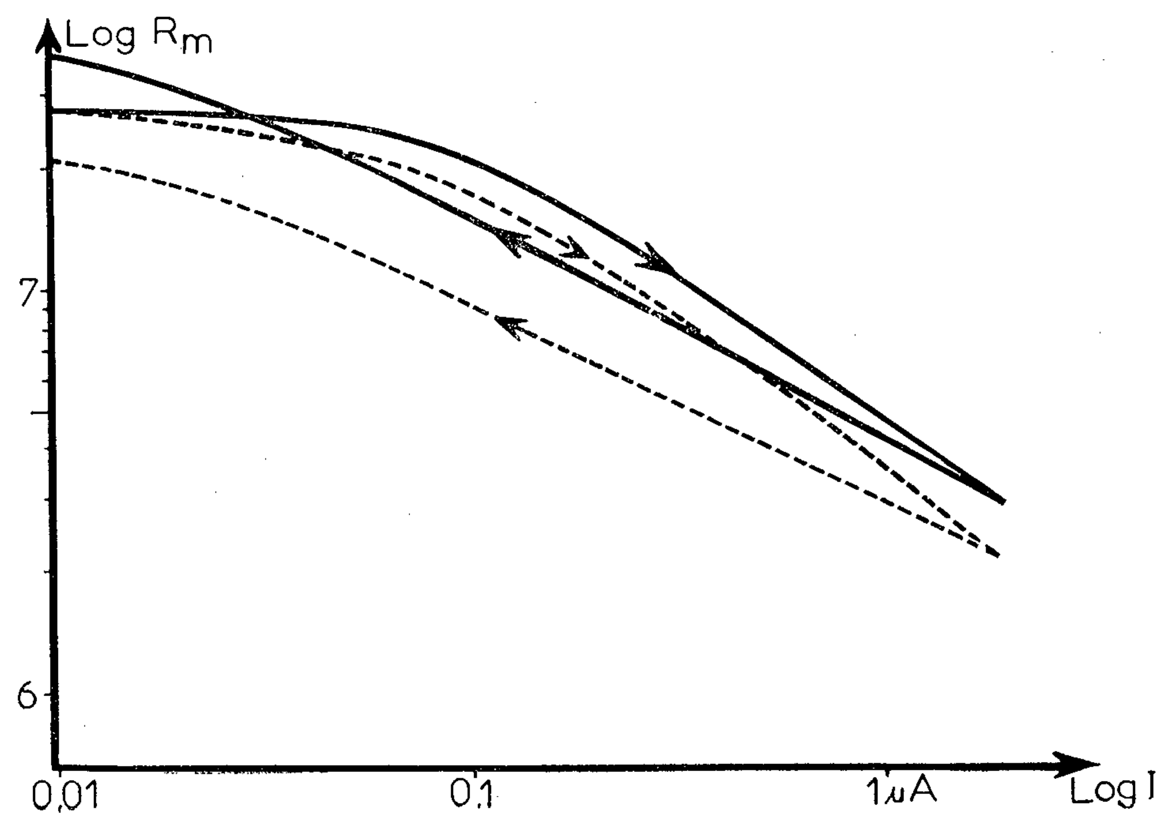


Fig. 1.

auteurs pour l'argent et l'aluminium ([4]). Quelques couches dont l'évolution était pratiquement achevée ont donné des courbes en accord avec celles obtenues après avoir effectué la correction ci-dessus.

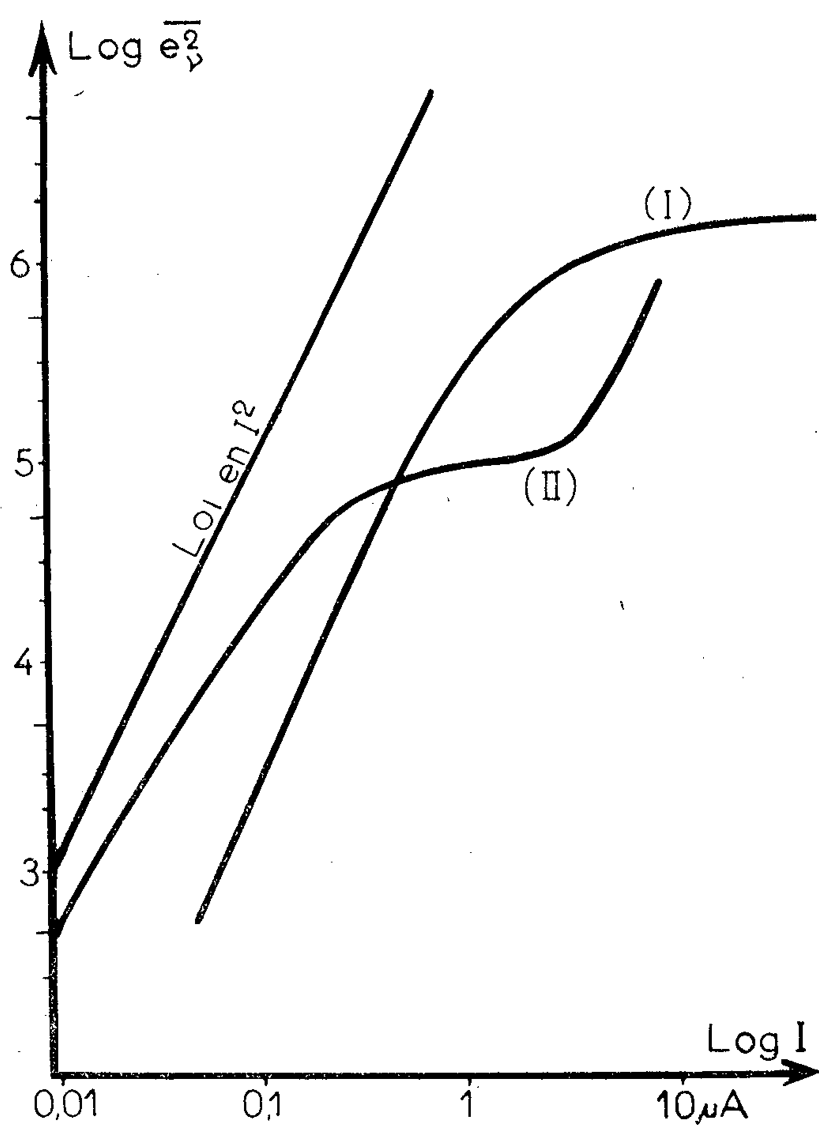


Fig. 2.

L'effet de scintillation a été étudié à 5 000 c/s et à 1000 c/s (bande passante de l'ordre de 35 cycles). Dans les deux cas, les courbes avaient la même allure.

Comme le montrent les courbes de la figure 2, nous avons obtenu pour les trois métaux des écarts importants à la « loi en I^2 » classique :

$$\overline{e_\nu^2} = K \frac{I^2}{\nu}.$$

La plupart des lames ont donné des courbes de bruit de la forme (I); nous avons obtenu cependant des courbes de la forme (II) déjà signalées (4).

Dans ce dernier cas, le contrôle visuel du bruit à l'oscillographe montre que la remontée brutale de la dernière partie de la courbe coïncide avec l'apparition de fluctuations supplémentaires importantes, très irrégulières, et d'un type distinct de celles dues à l'effet de scintillation. Ces fluctuations supplémentaires ont été surtout observées pour des couches d'argent déposées sur verre.

Nous avons, d'autre part, remarqué que, pour les couches d'aluminium. le bruit était beaucoup plus faible que pour les couches d'or et d'argent,

(*) Séance du 28 janvier 1957.

(1) N. Nifontoff, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2128.

(2) N. Nifontoff, *Onde électrique*, 33, 1953, p. 58.

(3) M. Perrot et J. P. David, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1753.

(4) M. Perrot et J. P. David, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1641.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Aberration d'ouverture des lentilles à forte convergence.* Note (*) de MM. **Michel-Yves Bernard** et **Jean Hue**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous étudions la forme d'un faisceau émergent d'une lentille à forte convergence, lorsque l'on tient compte des termes du troisième ordre dans le calcul des trajectoires. Les formules de l'approximation gaussienne sont remplacées par des taches dont nous donnons la forme et les dimensions, dans le cas des lentilles magnétiques et dans le cas des lentilles électriques.

1. Nous continuons l'étude des aberrations du troisième ordre, commencée dans une Note précédente (1). Nous nous limitons au cas d'un faisceau incident isogène, issu d'un point de l'axe d'abscisse z_0. A l'approximation gaussienne, les rayons émergents s'appuient sur deux focales infiniment minces, l'une parallèle à Ox, d'abscisse z_1 et l'autre parallèle à Oy, d'abscisse z_2. Si l'on tient compte des termes du troisième ordre, dans l'équation du mouvement, les rayons ne passent plus exactement par ces focales, et dessinent dans les plans de front d'abscisses z_1 et z_2 des taches de formes compliquées, généra-

lisant, pour les lentilles à forte convergence, la tache d'aberration d'ouverture des lentilles classiques, qui est alors circulaire et parfaitement caractérisées par son rayon. Soit, dans l'espace objet, un rayon issu du point de l'axe d'abscisse z_0, faisant l'angle φ avec Oz. φ sera compris entre o et φ_0, ouverture maximum du faisceau incident. Le rayon est contenu dans un plan méridien faisant l'angle θ avec le plan xOz ; θ varie de o à 2π. Les plans xOz et yOz contiennent les trajectoires planes de la lentille. Nous utiliserons les trajectoires gaussiennes définies par les conditions classiques.

$$\text{Plan } xOz \begin{cases} u_1(z_0) = 1, & u'_1(z_0) = 0; \\ u_2(z_0) = 0, & u'_2(z_0) = 1, \end{cases} \qquad \text{Plan } yOz \begin{cases} v_1(z_0) = 1, & v'_1(z_0) = 0; \\ v_2(z_0) = 0, & v'_2(z_0) = 1. \end{cases}$$

Un rayon du faisceau incident considéré est alors représenté par

$$x = \varphi \cos\theta \, u_2(z), \qquad y = \varphi \sin\theta \, v_2(z),$$

à l'approximation gaussienne.

La focale parallèle à Ox se trouve à l'abscisse z_1 telle que $v_2(z_1) = 0$ et la focale parallèle à Oy se trouve à l'abscisse z_2 telle que $u_2(z_2) = 0$.

2. Nous utilisons l'équation de perturbations établie dans une Note précédente et choisissant comme exemple le cas d'une lentille électrostatique, nous calculons la perturbation sur x. Il vient, en remplaçant dans le second membre les trajectoires gaussiennes par leurs expressions

$$\begin{aligned} \varepsilon'' + \alpha^2 k \varepsilon = & - \alpha^2 \varphi^3 \cos^3\theta \left[3 k u_2 u_2'^2 + \frac{k'}{2} u'_2 u_2^2 - \alpha^2 k^2 u_2^3 - \frac{k''}{6} u_2^3 \right] \\ & - \alpha^2 \varphi^3 \cos\theta \sin^2\theta \left[v_2'^2 u_2 k - \frac{k'}{2} u'_2 v_2^2 + \alpha^2 k^2 u_2 v_2^2 - 2 k u_2 u'_2 v'_2 \right]. \end{aligned}$$

Nous intégrons par la méthode de variations des constantes les calculs étant facilités par le fait que le Wronskien est égal à l'unité. Dans le plan contenant la focale parallèle à Oy, au premier ordre $x(z_2)$ est nul ; au troisième ordre il vaut

$$\varepsilon = A \varphi^3 \cos^3\theta + B \varphi^3 \cos\theta \sin^2\theta,$$

avec

$$A = \alpha^2 u_1(z_2) \int_{z_0}^{z_2} \left(3 k u_2^2 u_2'^2 + \frac{k'}{2} u'_2 u_2^3 - \left(\alpha^2 k^2 + \frac{k''}{6} \right) u_2^4 \right) dz,$$

$$B = \alpha^2 u_1(z_2) \int_{z_0}^{z_2} \left(v_2'^2 u_2^2 k - 2 k u_2 u'_2 v_2 v'_2 - \frac{k'}{2} u'_2 u_2 v_2^2 + \alpha^2 k^2 u_2^2 v_2^2 \right) dz.$$

Par des intégrations par parties, on peut chasser les termes contenant des dérivées de la fonction caractéristique, difficile à mesurer :

$$A = \frac{\alpha^2 u_1(z_2)}{2} \int_{z_0}^{z_2} \left(\alpha^2 k^2 u_2^4 - 3 k u_2'^2 u_2^2 \right) dz,$$

$$B = \frac{\alpha^2 u_1(z_2)}{2} \int_{z_0}^{z_2} \left[k \left(2 u_2^2 v_2'^2 - 2 u'_2 v'_2 u_2 v_2 + u_2'^2 v_2^2 \right) + \alpha^2 k^2 u_2^2 v_2^2 \right] dz.$$

La perturbation sur la pente ε' s'exprime à l'aide de quatre autres coefficients d'aberration que nous n'écrirons pas ici car ils ne conditionnent pas les dimensions de la tache d'aberration.

La seconde focale sera caractérisée par des coefficients analogues, déterminant la perturbation sur y, à l'abscisse z_1. Il vient

$$\eta = C\varphi^3 \sin^3\theta + D\varphi^3 \sin\theta\cos^2\theta,$$

$$C = \frac{\alpha^2 v_1(z_1)}{6}\int_{z_0}^{z_1}(\alpha^2 k^2 v_2^4 + 3k v_2'^2 v_2^2)\,dz,$$

$$D = -\frac{\alpha^2 v_1(z_1)}{2}\int_{z_0}^{z_1}[k(2v_2^2 u_2'^2 - 2u_2 u_2' v_2 v_2' + u_2^2 v_2'^2) - \alpha^2 k^2 u_2^2 v_2^2]\,dz.$$

Dans le cas des lentilles magnétiques, en conservant les mêmes notations, il vient

$$A = \frac{\beta^2 u_1(z_2)}{6}\int_{z_0}^{z_2}[2\beta^2 k^2 u_2^4 + 3k u_2^2 u_2'^2]\,dz,$$

$$B = \frac{\beta^2 u_1(z_2)}{2}\int_{z_0}^{z_2}[k(2u_2^2 v_2'^2 - 2u_2 v_2 u_2' v_2' - u_2'^2 v_2^2) + 2k^2\beta^2 u_2^2 v_2^2]\,dz,$$

$$C = \frac{\beta^2 v_1(z_1)}{6}\int_{z_0}^{z_1}[2\beta^2 k^2 v_2^4 - 3k v_2^2 v_2'^2]\,dz,$$

$$D = -\frac{\beta^2 v_1(z_1)}{2}\int_{z_0}^{z_1}[k(2u_2'^2 v_2^2 - 2u_2 v_2 u_2' v_2' - u_2^2 v_2'^2) - 2k^2\beta^2 u_2^2 v_2^2]\,dz.$$

On trouvera les expressions de α^2 et β^2 dans la Note ([1]).

Dans le cas d'une lentille magnétique réalisée au laboratoire ([2]), le calcul de ces intégrales a été effectué à l'aide d'une machine électronique et dans le cas suivant : les abscisses z sont mesurées à partir du plan médian de la lentille (plan situé au milieu de la coupure). Le faisceau incident isogène est issu du point d'abscisse $z_0 = -30{,}5$ m et son ouverture est égale à $\varphi_0 = 10^{-3}$ rad. Le faisceau réfracté, à l'approximation gaussienne s'appuie sur deux focales, l'une située à l'abscisse $z_1 = 6{,}13$ m, parallèle à Ox et de longueur 0,039 m, l'autre, située à l'abscisse $z_2 = 3{,}14$ m, parallèle à Oy et de longueur 0,041 m. Au troisième ordre, les coefficients d'aberration sont égaux à

$$A = -12{,}47.10^5, \qquad B = -16{,}34.10^5,$$
$$C = -3{,}78.10^5, \qquad D = -5{,}32.10^5.$$

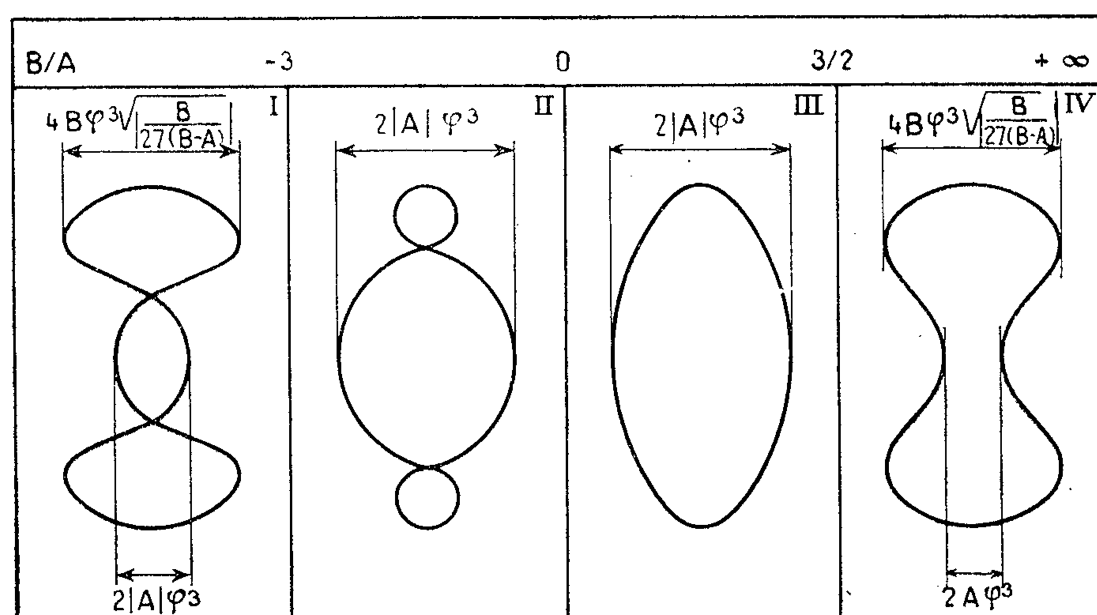
Ces coefficients sont homogènes à des longueurs et s'expriment en mètre.

3. Suivant les valeurs du rapport B/A (ou C/D) la tache d'aberration d'ouverture présente des formes très différentes. Ainsi dans le plan d'abscisse $z = z_2$, nous avons les coordonnées du rayon

$$x = \varepsilon = A\varphi^3\cos^3\theta + B\varphi^3\cos\theta\sin^2\theta, \qquad y \simeq \varphi\sin\theta\, v_2(z_2),$$

en négligeant dans l'expression de y les termes du troisième ordre devant ceux

du premier ordre, qui sont présents. Le graphique ci-contre montre qu'il y a quatre formes possibles pour la tache. Les résultats se transposent, *mutatis mutandis*, dans le cas du plan de front d'abscisse z_1.



Dans le cas de la lentille magnétique servant d'exemple numérique, l'une des focales a une épaisseur de 0,76 mm et l'autre une épaisseur de 2,49 mm. Les deux focales ont la forme III.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) M. Y. Bernard et J. Hue, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1852.

(2) A. Septier, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1026.

ÉLECTROACOUSTIQUE. — *Contribution à l'étude de la reproduction des fréquences musicales par un haut-parleur à cône.* Note (*) de M. **François Valentin**, présentée par M. Jean Cabannes.

Jusqu'à présent, on a reproduit les fréquences musicales en alimentant un haut-parleur à cône à l'aide d'un générateur à tension constante; le calcul et l'expérience nous ont montré qu'au contraire on doit utiliser une excitation à courant constant.

L'excitation d'un haut-parleur à cône par une tension est universellement adoptée, cependant, dans ce transducteur électroacoustique, la force de Laplace qui met en mouvement l'équipage mobile est liée à l'intensité du courant; or cette intensité ne reste pas proportionnelle à la tension quand la fréquence varie.

Si nous assimilons le haut-parleur à cône à un piston plat rayonnant dans un demi-plan (baffle infini) et si nous excitons la bobine par un courant sinusoïdal d'intensité efficace I, la puissance acoustique totale rayonnée vaut :

$$P_w = \frac{B^2 l^2}{10^7} \frac{R}{Z_m^2} I^2,$$

où B représente l'induction dans l'entre-fer, l la longueur de l'enroulement, R la résistance de rayonnement de l'air et Z_m l'impédance mécanique de la partie mobile (rapport entre la force et la vitesse).

Pour les sons dont la longueur d'onde est inférieure à la circonférence du piston (fréquences supérieures à 1000 Hz pour un haut-parleur de 21 cm), la résistance de rayonnement de l'air est constante, l'impédance mécanique est équivalente à $m\omega$: à intensité constante, la puissance acoustique totale est donc inversement proportionnelle au carré de la fréquence. Mais pour cette gamme de fréquences la directivité augmente avec la fréquence, et le facteur de directivité croissant proportionnellement au carré de la fréquence, la puissance acoustique sur l'axe du piston est alors rigoureusement constante quelle que soit la fréquence.

Pour des sons dont la longueur d'onde est supérieure à la circonférence du piston mais inférieure à sa fréquence de résonance, la directivité ne joue plus aucun rôle, la résistance de rayonnement de l'air décroît avec la fréquence, mais l'expérience montre que l'impédance mécanique du piston décroît d'une manière similaire si bien que la puissance rayonnée reste sensiblement constante quand la fréquence varie.

Pour des fréquences inférieures à la fréquence propre du piston l'impédance mécanique recommence à croître et la puissance acoustique décroît alors proportionnellement à la quatrième puissance de la fréquence.

De ces résultats on déduit que *pour les fréquences supérieures à la fréquence de résonance d'un haut-parleur, seule l'excitation à intensité constante est théoriquement valable*; pour que cette condition soit automatiquement remplie par un amplificateur, c'est donc une *contre-réaction d'intensité* et non une contre-réaction de tension qu'il faut lui appliquer. Remarquons que les deux types de contre-réaction, de tension ou d'intensité, présentent le même intérêt en ce qui concerne la réduction des distorsions. Le seul inconvénient de la contre-réaction d'intensité est l'absence de tout amortissement électrique pour la bobine mobile : mais si l'on veut reproduire un domaine de fréquences étendu, on doit choisir un haut-parleur à fréquence de résonance suffisamment faible (20 Hz par exemple) et l'expérience montre que l'oreille est incapable de discerner cette résonance.

Cette nouvelle conception théorique a été vérifiée par l'expérience : nous avons construit un amplificateur à contre-réaction d'intensité et l'écoute de disques-tests a montré qu'aucune correction n'est nécessaire alors que dans les amplificateurs à tension constante on est obligé de « creuser » artificiellement le médium. Pour justifier cette correction, on invoque à tort la forme des courbes de Fletcher et Munson; en effet d'une part ces courbes ne peuvent évidemment jouer aucun rôle dans le cas où la reproduction est faite au même niveau sonore que l'original, d'autre

part ces courbes sont sensiblement parallèles pour toutes les fréquences supérieures à 1000 Hz.

La véritable raison de cette correction est tout autre; elle paraît sur la figure 1 où nous avons reporté : 1° la courbe de réponse en intensité qui

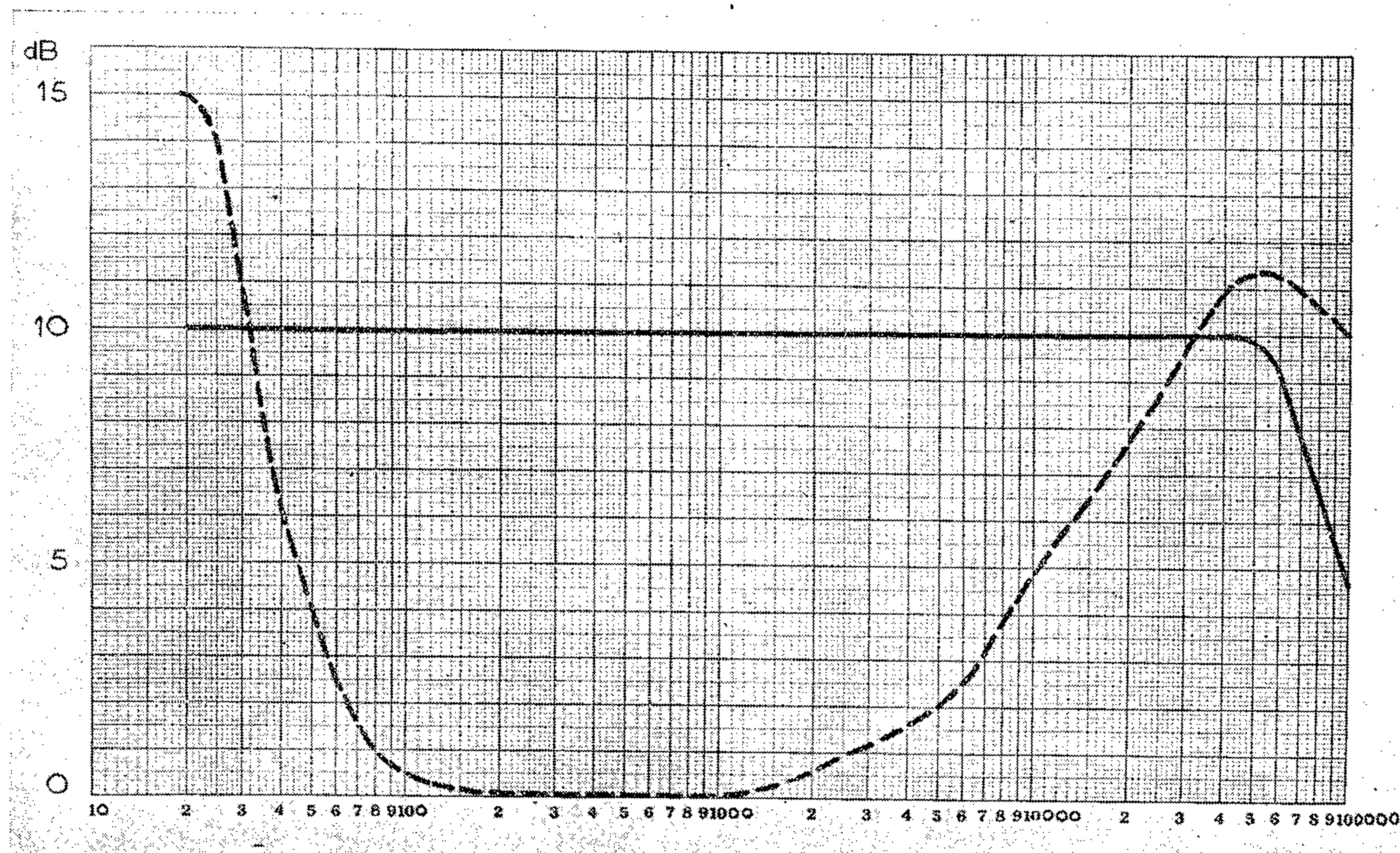


Fig. 1. — Courbes de réponse de l'amplificateur :
—— en intensité;
------ en tension.

est bien horizontale dans tout le spectre sonore, et 2° la courbe de réponse en tension que nous avons relevée sur notre montage. Cette dernière courbe qui traduit la variation, avec la fréquence, de l'impédance électrique du haut-parleur présente bien le « creux dans le médium » qu'il faut donner artificiellement à un amplificateur construit suivant les normes habituelles si, en définitive, on veut retrouver les propriétés de notre amplificateur à intensité constante.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur les contacts glissants.*

Note de M. **Robert Mayeur**, présentée par M. Hippolyte Parodi.

Dans l'article *Contribution à l'étude des contacts glissants* (*Rev. Gén. Électr.*, janvier 1955), nous avons fait part d'essais démontrant qu'entre bague en rotation et balai en charbon existe une couche gazeuse entraînée

par la bague et dont l'épaisseur, qui dépend de la pression ambiante et de la pression exercée sur le frotteur, est de quelques microns. Dans cet interface, les grains de charbon libérés par usure du balai se déplacent dans le sens de la rotation avant leur expulsion; l'examen au microscope révèle que leur dimension varie de un à quelques microns.

Des hypothèses développées sur ces bases montrent :

a. que la concentration des grains pour une intensité quelconque du courant recueilli par le balai croît d'amont en aval dans l'interface, amenant une augmentation correspondante de la densité locale de courant;

b. que la vitesse des grains, dépendant peu de la vitesse linéaire de la bague, est de quelques centimètres à 1 m par seconde. Ces points non signalés jusqu'ici expliquent l'effet de la vitesse de variation de la densité moyenne de courant dans le balai sur les valeurs de la chute en fonction de cette densité de courant, ainsi que la fréquente production d'étincelles aux balais frottant sur bague;

c. que les grains arrachés sont en partie encastrés dans le frotteur, qui offre à leur avancement une résistance notable. Le frottement balai-bague se produit en réalité par les très minimes aires de contact entre grains et bague sous de très fortes pressions : il serait fort élevé si une lubrification n'intervenait pas. On sait que l'humidité atmosphérique assure cette lubrification.

En observant que le frottement des balais est particulièrement élevé en l'absence de courant, ou lorsque, sous courant, les balais d'une même piste sont tous de polarité négative par rapport à la bague, et que dans ces deux cas il ne se produit pas de dépôt de carbone sur la bague, nous en concluons que ce sont les grains de charbon déposés qui assurent la lubrification. Comme ils sont très ténus et très adsorbants, ils recueillent l'humidité extérieure et la libèrent sous le balai par l'effet de la température élevée qui règne dans l'interface. Les balais de grande longueur circonférentielle se trouvent désavantagés par rapport aux balais courts pour cette raison.

La lubrification par l'humidité ambiante ne peut être réalisée que si les grains de charbon du dépôt ont une durée de parcours entre deux balais consécutifs telle qu'ils puissent adsorber une quantité suffisante d'humidité, sinon frottement et usure des balais sont très élevés.

La lubrification effectuée par certains adjuvants, tels que l'iodure de plomb, incorporés au balai lorsque l'ambiance est pratiquement anhydre, comme cela se rencontre en haute atmosphère, est due à l'émission de vapeurs par ces adjuvants [1]. Une température suffisante sous le balai est donc nécessaire pour que ces corps remplissent leur fonction, ainsi que le prouvent les faits suivants : 1° sur une même génératrice d'avion fonctionnant en haute atmosphère lorsque la ventilation est faite dans

le sens collecteur induit, l'usure des balais est deux à trois fois plus élevée que pour le sens de ventilation opposé, où l'air de ventilation est réchauffé par les pertes de l'induit; 2° l'action de l'adjuvant type est nul pour les balais fonctionnant sur bagues logées dans un capot étanche où la température est modérée (60-80°).

(1) Pour l'iodure de plomb, les tensions de vapeur en millimètres de mercure sont de 1 à 530°C, 10 à 570°C et 100 à 700°C.

SPECTROSCOPIE. — *Spectres émis dans l'ultraviolet lointain par des étincelles glissantes dans le vide, sur des supports organiques.* Note de M. **Jacques Romand** et Mlle **Germaine Balloffet**, présentée par M. Eugène Darmois.

On étudie les spectres des étincelles glissantes dans le vide sur des supports de hauts polymères organiques. Les spectres obtenus sont riches en raies intenses du carbone, et relativement pauvres en raies appartenant au matériau des électrodes. On discute le mécanisme de l'étincelle.

Le spectre dans l'ultraviolet lointain des étincelles glissantes dans le vide se compose de raies émises par le matériau constituant les électrodes, et aussi de raies provenant du matériau du support. On a reconnu que l'intensité du spectre du support dépend en grande partie des propriétés thermiques et mécaniques de ce dernier. Pour les applications analytiques des étincelles glissantes (1), (2), (3), où l'on recherche un spectre du support aussi faible que possible, nous avons choisi l'alumine, non seulement à cause de la pauvreté relative du spectre de l'aluminium, mais aussi en raison des propriétés mécaniques de l'alumine, et en particulier de sa dureté. Nous observons ainsi dans la région 800-1450 Å, qui est la plus intéressante pour nos déterminations, seulement une dizaine de raies de l'aluminium (principalement Al_{III}) et une trentaine de raies de l'oxygène (O_{III}, O_{IV}, O_{V}, O_{VI}). Dans ce cas le spectre se compose donc essentiellement des raies émises par les électrodes. Si l'on utilise un support peu résistant mécaniquement et thermiquement, comme le verre, l'usure de celui-ci est relativement rapide, car il se produit un arrachement de particules assez grosses, et l'on observe un spectre du support important (raies du silicium, du bore et de l'oxygène dans le cas du pyrex).

Il devrait être possible d'utiliser le spectre du support comme un moyen d'étudier l'émission des éléments qui le constituent, et c'est de ce point de vue que nous avons commencé cette étude par des supports organiques qu'on trouve dans le commerce et dont la composition chimique est simple. Nous les appellerons A, B, C (4). Selon une disposition déjà décrite (5), (1), le support utilisé a la forme d'un fragment de tube dans

lequel les électrodes pénètrent sur quelques millimètres. L'étincelle glisse sur la paroi interne du tube et celui-ci est fendu latéralement pour l'observation des radiations, ainsi que pour l'évacuation des vapeurs produites.

Le produit B se détruit rapidement par carbonisation superficielle, sous l'action de l'étincelle, et le support est inutilisable après 150 étincelles environ. Le comportement du produit A et de C est tout à fait différent; ces deux matériaux s'usent peu, car il n'y a pas arrachement de grosses particules; la paroi interne du support est polie par le passage de l'étincelle, et aucune carbonisation ne se manifeste; les supports sont utilisables pendant plusieurs milliers d'étincelles.

Les spectres obtenus avec ces trois matériaux sont riches en raies du carbone, comme on pouvait s'y attendre, et le spectre des électrodes (acier) est beaucoup moins intense qu'avec un support d'alumine, et d'autant plus faible que le contact des électrodes avec le support est moins bon. L'énergie étant répartie sur un nombre de raies relativement faible, le spectre du carbone est intense, et nous disposons ainsi d'une source de raies de forte intensité, ce qui peut avoir un intérêt en particulier pour des applications photochimiques. A titre d'exemple, en utilisant un spectrographe à réseau concave de 1200 traits/mm et 1 m de rayon de courbure, on obtient, sur plaque photographique sensibilisée au salicylate, une densité optique maximum de 0,6 pour le groupe de raies 1176 Å de C_{III}, avec une pose de deux étincelles seulement. Nous avons pu relever une trentaine de groupes de raies du carbone (C_{IV}, C_{III}, C_{II} et même C_{I}) dans la région spectrale citée plus haut.

Les raies de l'oxygène, qui sont nombreuses et intenses dans le spectre obtenu avec le support de A n'apparaissent que faiblement avec B (6 groupes) et très faiblement avec C où l'on observe seulement les quatre groupes les plus sensibles. Les raies les plus sensibles de l'azote (N_{V}) apparaissent avec B, sont très faibles avec A, et rigoureusement absentes avec C. D'autre part, l'acier utilisé pour les électrodes contenait du silicium dont les raies apparaissent nettement (Si_{II}, Si_{III}, Si_{IV}), quel que soit le support même lorsque le spectre des électrodes est faible.

Avec un support d'alumine, les variations d'intensité des raies des éléments suivant la région d'émission dans l'étincelle ne sont pas très importantes. Par contre, avec les supports étudiés ici elles sont plus notables. Les raies du carbone sont émises avec une intensité sensiblement uniforme sur toute la hauteur du spectre, c'est-à-dire sur une hauteur plus grande que la distance entre électrodes. Par contre, les raies du silicium sont émises au voisinage des électrodes. Les raies du fer, tout en présentant des variations moins accusées, ont néanmoins une plus forte intensité sur les électrodes.

A partir de ces remarques expérimentales on peut tenter un essai d'inter-

prétation du mécanisme des étincelles glissantes dans le cas particulier étudié ici. L'initiation de l'étincelle s'effectue probablement, quelle que soit la nature du support, par un même processus, d'ailleurs encore mal connu actuellement ([6]), mais qui doit, selon nous, avoir son origine dans les régions de discontinuité, c'est-à-dire les régions de contact du support et des électrodes. L'étincelle étant amorcée, le support et les électrodes sont soumis à des actions électriques et thermiques très énergiques. Avec un support résistant comme l'alumine, la proportion de matériau extrait du support doit rester faible et l'étincelle s'entretient à partir de la vapeur des électrodes. Par contre, avec les supports organiques, qui sont peu résistants, la proportion d'ions provenant du support doit être élevée, et l'on obtient rapidement un plasma riche en atomes de carbone, oxygène, fluor (dans le cas du produit C), plusieurs fois ionisés. La pression et la température dans ce plasma sont certainement élevées, comme en témoignent d'une part l'élargissement de certaines raies (977 Å de C_{III} en particulier), et d'autre part la flamme projetée en avant de l'étincelle. Ceci expliquerait que les vapeurs émises par les électrodes restent localisées au voisinage de ces dernières et que, par conséquent, les raies du matériau des électrodes soient relativement faibles au centre.

D'autre part, en raison de la forte densité du plasma, les degrés d'ionisation atteints ne sont pas très élevés et l'on observe avec intensité les spectres des éléments pour lesquels des raies intenses sont émises par des ions dont la production ne nécessite qu'une énergie modérée. Le spectre du carbone, par exemple, est très intense, car l'énergie nécessaire pour ioniser le carbone est relativement faible (84 eV pour produire l'ion C_{IV}). Pour l'oxygène, on observe surtout le spectre des ions O_{III}, O_{IV}, qui ne nécessitent qu'une énergie de 50 à 100 eV, alors que O_{VI} (dont le spectre est faible) requiert une énergie de 300 eV environ. Enfin nous n'observons que faiblement les raies du fluor F_{I}; les raies théoriquement les plus sensibles appartiennent au spectre de l'ion F_{VII}, qui n'apparaît pas ici, l'énergie nécessaire étant de plusieurs centaines d'électrons volts.

Au point de vue pratique l'utilisation de supports organiques est intéressante pour réaliser une source de raies intenses dans l'ultraviolet lointain.

Nous retiendrons de plus des observations précédentes et d'autres observations antérieures que la présence de carbone et silicium à des concentrations notables dans l'étincelle constitue un obstacle à l'obtention des spectres de haute énergie des autres éléments.

([1]) J. Romand et M^lle^ G. Balloffet, *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 489.
([2]) M^lle^ G. Balloffet et J. Romand, *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 490.
([3]) J. Romand, M^lle^ G. Balloffet et B. Vodar, Communication au 6^e^ Colloque International de Spectroscopie (Amsterdam, 1956); *Spectrochimica Acta* (en cours d'impression).

([4]) A, méthacrylate de méthyle; B, polyéthylène; C, polyéthylène fluoré.

([5]) J. Romand et B. Vodar, *Spectrochimica Acta*, 8, 1956, p. 232.

([6]) P. H. Gleichauf, *J. Appl. Phys.*, 22, 1951, p. 766.

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Sur la capacité des cellules photoélectriques au sélénium.* Note (*) de M. **Marcel Bichara**, présentée par M. Louis de Broglie.

Pour évaluer, dans certains cas, la quantité de poussière siliceuse minérale déposée sur verre par un pulvérisateur thermique, on a recours à une méthode indirecte basée sur l'opacité de cette poussière ([1]).

Par conséquent, on a coutume d'utiliser deux photocellules au sélénium en pont de Wheatston, dont les deux pinceaux lumineux proviennent d'une seule source. Il est évident que le choix de la paire de cellules est très important, et ce choix doit tenir compte de deux conditions, la première que les deux photocellules doivent maintenir l'équilibre du pont quand l'intensité de la source lumineuse varie et la deuxième qu'on obtienne la plus grande déviation du galvanomètre pour une certaine quantité de poussière à examiner.

Puisque la cellule photoélectrique au sélénium se compose de deux surfaces métalliques séparées entre elles par une mince couche isolante, chaque cellule doit avoir une certaine capacité. En conséquence les paramètres primaires d'une photocellule sont au nombre de trois, savoir : voltage et courant, quand elle est excitée par une lumière d'intensité unité (1 foot-candela = 10,76 lux) et de fréquence fixe (5 300 Å), et capacité quand elle est dans l'obscurité totale.

J'ai donc mesuré ces trois paramètres primaires pour 46 cellules de même format. Le tableau I donne les résultats suivants.

Des résultats obtenus j'ai choisi les paires dont les courants étaient les mêmes tandis que les voltages et les capacités différaient. Je n'ai pas pu mettre le pont en équilibre. J'ai fait de même pour le choix des paires dont les voltages étaient identiques, mais les courants et capacités différents.

Par contre, les photocellules dont la capacité était presque égale ont donné des résultats surprenants.

Le tableau II montre les résultats obtenus en variant l'intensité lumineuse de 0,2 à 50 foot-candela sans filtre (donc aussi avec variation de longueur d'onde). La première colonne donne les numéros des paires de cellules choisies, la deuxième donne les capacités respectives, la troisième indique la plus grande déviation du galvanomètre aux diverses intensités lumineuses tandis que la quatrième indique la déviation pour une poussière donnée.

TABLEAU I.

N°	Courant (µA).	Voltage (mV).	Capacité (µF).	N°	Courant (µA).	Voltage (mV).	Capacité (µF).
1........	4,2	12	0,083	**27** *a*.......	13,5	67	0,150
4........	9,8	57	0,160	**28**........	8,7	57	0,080
5........	9,0	33	0,155	**29**........	10,5	56	0,162
6........	8,3	59	0,058	**31**........	8,8	40	0,178
7........	7,6	36	0,135	**32**........	9,7	66	0,080
8........	8,8	68	0,040	**33**........	11,0	56	0,172
9........	6,2	49	0,065	**35**........	5,4	40	0,125
10........	10,0	51	0,110	**36**........	7,6	58	0,064
11........	9,7	46	0,160	**37**........	8,9	42	0,140
12........	7,2	17	0,185	**39**........	11,0	44	0,160
13........	9,6	76	0,070	**41**........	8,7	51	0,122
14........	9,0	39	0,080	**42**........	7,3	51	0,020
15........	12,0	48	0,169	**43**........	9,5	31	0,158
17........	10,0	39	0,140	**44**........	5,1	9	0,100
19........	11,0	59	0,080	**45**........	11,0	73	0,115
20........	2,2	3	0,0	**46**........	9,0	67	0,088
21........	11,5	47	0,168	**47**........	8,2	51	0,090
22........	12,0	64	0,115	**48**........	10,4	49	0,164
23........	7,4	49	0,020	**49**........	12,0	69	0,130
24........	8,5	24	0,190	**52**........	12,0	65	0,130
25........	12,5	81	0,060	**53**........	12,0	68	0,155
26........	11,0	71	0,138	**54**........	11,0	62	0,134
27........	11,5	51	0,140	**55**........	12,0	66	0,150

TABLEAU II.

N°	µF.	µA.	µA.
19-32....................	0,080-0,080	3,8	0,5
14-28....................	0,080-0,080	3,4	0,5
46-47....................	0,088-0,090	1,9	7,2
10-22....................	0,110-0,115	0,6	9,3
35-41....................	0,125-0,122	0,8	9,7
7-54....................	0,135-0,134	1,3	10,5
7-26....................	0,135-0,138	1,1	10,9
26-27....................	0,138-0,140	0,6	17,1
27-37....................	0,140-0,140	0,8	11,3
5-27 *a*..................	0,155-0,150	0,2	14,3
53-55....................	0,155-0,150	0,3	29,5
4-11....................	0,160-0,160	1,6	13,5
29-48....................	0,162-0,164	0,9	11,8
15-21....................	0,169-0,168	1,8	11,5
31-33....................	0,178-0,172	2,7	10,1

On voit que les variations sont bien minimes si l'on considère que le débit total d'une cellule est de l'ordre du milliampère.

D'après le tableau II, on voit, grosso modo, qu'il existe une limite supérieure et une limite inférieure de capacité, et si l'on réduit ces limites en capacités spécifiques on aura : 0,030 et 0,013 $\mu F/cm^2$ respectivement. On note aussi que la sensibilité est meilleure entre ces deux valeurs.

En conclusion on peut dire que la mesure de la capacité d'une photocellule au sélénium pourrait donner des renseignements inattendus et des travaux approfondis sont en cours pour pouvoir établir le degré d'importance à attacher à ce troisième paramètre.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

(1) D. G. BEADLE, *J. Chem., Metal. and Mining Society of South Africa*, août 1954.

DÉCHARGE DANS LES GAZ. — *Sur la répartition spectrale instantanée du rayonnement des lampes à éclairs.* Note de M. **Michel Cloupeau**, présentée par M. Francis Perrin.

Il y a une vingtaine d'années, M. Marcel Laporte a montré qu'en déchargeant un condensateur à travers un tube contenant du krypton ou du xénon, on obtenait une émission de lumière blanche particulièrement forte et brève dont le spectre comportait, outre des raies d'arc et d'étincelle, un fond continu, d'une intensité inattendue, s'étendant dans tout le visible, l'ultraviolet et le proche infrarouge. On connaît le grand développement qu'ont pris, en raison de leurs très nombreuses applications, les lampes à éclairs (« flash » électronique).

Du point de vue théorique, le problème de l'origine du rayonnement continu émis par un gaz monoatomique n'est pas encore résolu de façon satisfaisante et nous nous sommes proposé d'étudier cette question.

Les mesures spectroscopiques ne peuvent être utilisables pour l'interprétation théorique que si elles donnent la répartition de l'énergie dans le spectre aux différents instants de la décharge et ceci concurremment avec les valeurs instantanées des paramètres électriques qui subissent de très grandes variations au cours de la décharge. Ces variations en fonction du temps du courant dans le tube et de la tension à ses bornes s'obtiennent par une méthode oscillographique. Nous avons également commencé l'étude des phénomènes lumineux par cette méthode, qui consiste à étudier la lumière émise au cours de l'éclair au moyen d'un monochromateur et d'une cellule photoélectrique reliée à un oscillographe. On obtient sur l'écran du tube cathodique la courbe $E_\lambda(t)$ représentant l'intensité lumineuse en fonction du temps pour une longueur d'onde déterminée.

Cette méthode présente toutefois deux inconvénients :

a. Elle est longue car elle nécessite d'établir un très grand nombre de

courbes $E_\lambda(t)$ pour connaître l'évolution de toutes les longueurs d'onde du spectre au cours d'une décharge;

b. La hauteur des courbes obtenues sur l'écran du tube cathodique étant de quelques centimètres seulement, on ne peut pratiquement pas mesurer sur une même courbe des intensités lumineuses qui, à deux instants différents, sont dans un rapport inférieur à 1/10ᵉ.

C'est pourquoi nous avons poursuivi l'étude spectrographique par la méthode bien connue du miroir tournant, que nous avons mise en œuvre de la manière suivante (*fig.* 1) :

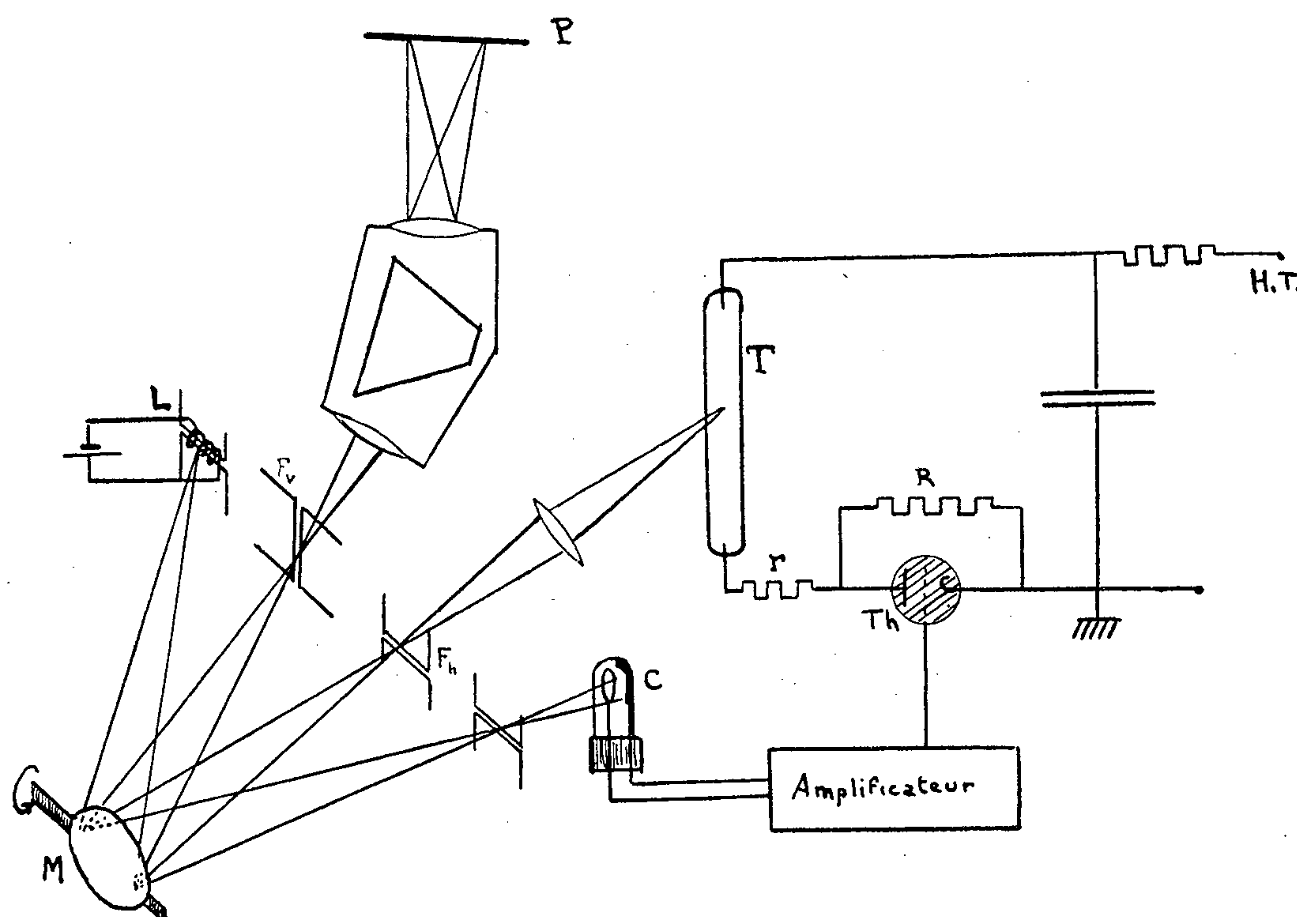
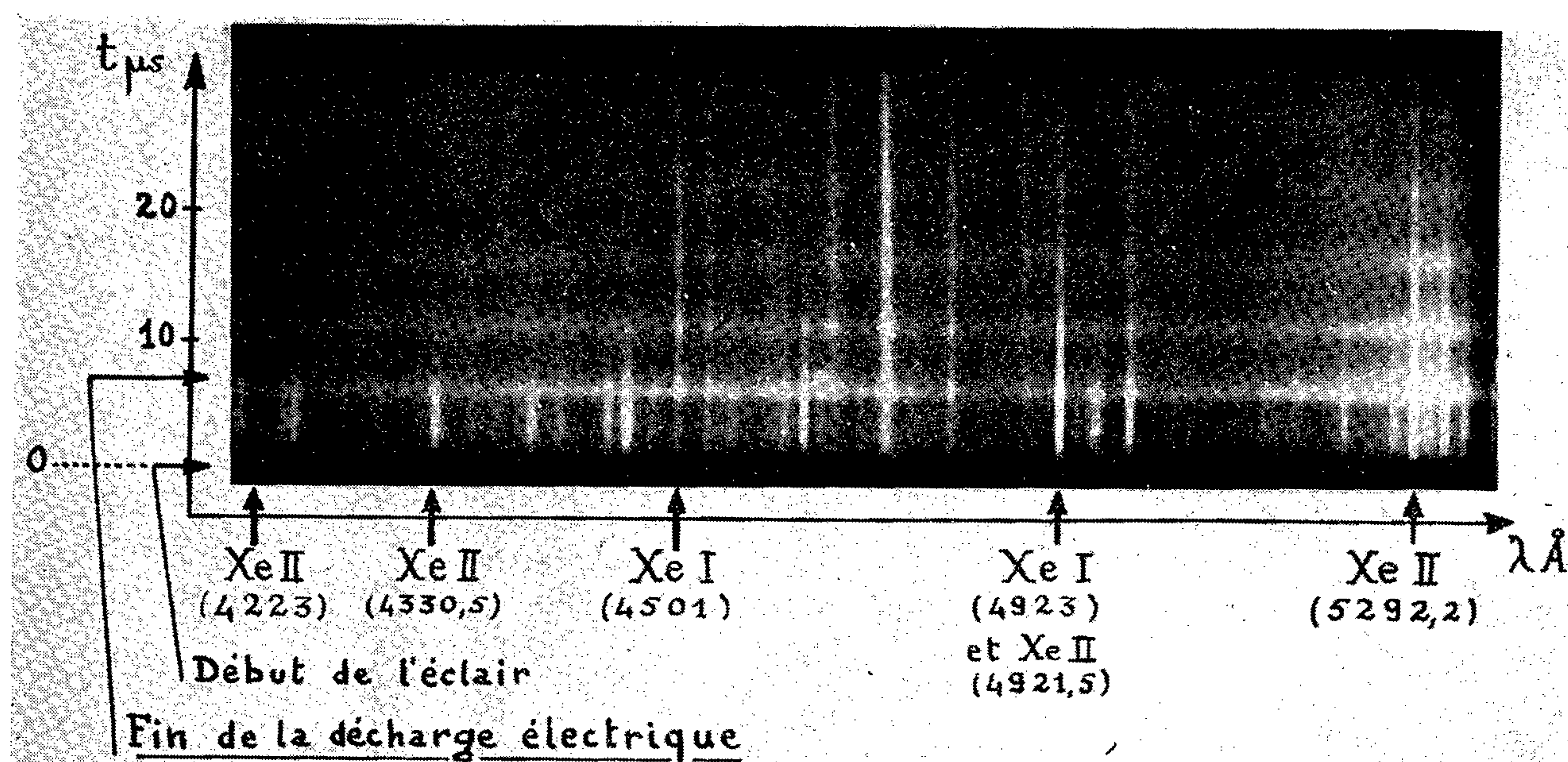


Fig. 1.

L'image du tube à décharges T est formée dans le plan d'une fente fine horizontale F_h dont l'image est elle-même formée dans le plan de la fente d'entrée verticale F_v du spectrographe au moyen d'un miroir concave M. On obtient ainsi sur la plaque P un spectre horizontal de quelques centièmes de millimètre de hauteur que la rotation du miroir M autour d'un axe horizontal a pour effet de déplacer verticalement pendant la durée de l'éclair.

On ne peut obtenir de cliché spectral avec un seul éclair que pour des décharges mettant en jeu de grandes énergies. Afin de pouvoir étendre nos études au cas des faibles énergies (par exemple : 1 J) il était nécessaire de pouvoir superposer plusieurs éclairs. Ceci exige, en particulier, que le début des émissions lumineuses successives éclaire toujours le même point de la fente d'entrée du spectrographe. Cette condition est difficilement remplie avec les circuits de décharges couramment utilisés, en raison des variations (d'un éclair à l'autre) du retard entre l'impulsion de déclenchement et l'amorçage du tube. Nous avons résolu cette difficulté en utilisant le montage suivant (*fig.* 1) :

Le tube à décharges T est monté en série avec un thyratron Th shunté par une grande résistance R. Lorsque la tension aux bornes du condensateur devient supérieure à la tension d'amorçage V_a du tube, celui-ci s'allume et fonctionne de façon permanente en régime luminescent. L'impulsion de déclenchement de la décharge condensée est envoyée sur la grille du thyratron; elle est fournie par une cellule photoélectrique C qui n'est éclairée par une lampe à incandescence fixe L que pour une position bien déterminée du miroir M. Lorsque le thyratron est débloqué par cette impulsion, le condensateur se décharge sans retard appréciable dans le tube T du fait que le gaz y est déjà ionisé par la décharge luminescente. Les fluctuations du retard à l'allumage sont ainsi réduites à celles du thyratron à hydrogène qui sont inférieures à 10^{-7} s.



Photographie 1.

Résultats. — La photographie 1 représente une partie d'un enregistrement spectrographique obtenu par cette méthode : le volume élémentaire servant de source était, approximativement, un cylindre dont l'axe coïncidait avec une corde, proche de la paroi, d'une section droite du tube située à égale distance des deux électrodes. Longueur du tube de verre, 12 cm; diamètre intérieur, 8 mm; pression de remplissage de xénon, 10 mm de Hg; capacité du condensateur, 2 µF; tension de charge, 3 500 V.

Le cliché présente les particularités suivantes :

1° L'émission de lumière se poursuit bien au-delà de la fin de la décharge électrique et elle est alors constituée en grande partie par du fond continu;

2° Bien que nous ayons pris soin de rendre la décharge électrique apériodique (au moyen d'une résistance r placée en série avec le tube)

et que sa durée totale soit d'environ 7 μs, l'émission lumineuse présente une série de maxima et de minima dont les positions dans le temps sont sensiblement les mêmes pour toutes les longueurs d'onde.

Ces variations ne paraissent pas pouvoir s'expliquer autrement que par l'existence de changements périodiques de la pression du gaz émetteur dans le petit élément de volume dont on étudie le rayonnement.

Cette hypothèse nous a conduit à rechercher si ces variations de pression ne doivent pas être attribuées à l'onde de choc initiée par la décharge. Les maxima observés proviennent effectivement des ondes de choc réfléchies par les parois, qui ont pour effets : d'une part d'augmenter localement la densité du gaz émetteur, et par conséquent sa brillance, et d'autre part d'exciter le gaz [1].

Ces phénomènes sont susceptibles de rendre plus difficile l'interprétation des phénomènes lumineux puisque, aux paramètres électriques, viennent s'ajouter des paramètres mécaniques variables au cours du temps et essentiellement fonction de la géométrie des tubes à décharges.

(1) *Cf.* R. G. FOWLER et J. S. GOLDSTEIN, *Phys. Rev.*, 82, 1951, p. 879-882.

RAYONS X. — *Les spectres d'absorption* K *du palladium dans le métal pur et dans les alliages* Pd-Au. Note de M. **CHINTAMANI MANDE**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'auteur a étudié les formes des discontinuités K du palladium dans le palladium pur et dans deux alliages Pd-Au. Pour la première fois la discontinuité K du palladium a été résolue.

J'ai donné dans des Notes [1], [2] antérieures les formes des trois discontinuités L de l'or dans le métal pur et dans les alliages Au-Pd. Il nous a maintenant paru intéressant d'étudier les spectres d'absorption K du palladium dans le palladium pur et dans les alliages Pd-Au. Nous avons choisi pour cette étude deux alliages A et B contenant respectivement 67 et 45 % en poids de palladium, soit 79 et 60 atomes de Pd pour 100 atomes d'or. Les conditions des expériences furent les mêmes que précédemment, mais ces spectres ont été étudiés en deuxième ordre parce que la dispersion est très mauvaise dans la région du premier ordre, pour la longueur d'onde K du Pd, beaucoup plus petite que celle de l'or L($\sim$1 Å).

La figure 1 représente un des microphotogrammes originaux obtenus indiquant la forme de la discontinuité K du Pd pur. On voit que la discontinuité tombe nettement en deux temps. On sait depuis longtemps déjà que les discontinuités K des éléments de transition légers et celle du cuivre tombent en deux temps, mais la discontinuité K du Pd n'avait jamais été résolue jusqu'à pré-

sent. Ainsi P. A. Ross ([3]) qui a étudié la forme de l'absorption K du Pd, avec un spectromètre à deux cristaux, n'a pas résolu cette discontinuité. Dans la figure 2 nous comparons les formes des discontinuités des deux alliages à celle du métal pur. Les discontinuités des alliages ne sont pas aussi bien résolues

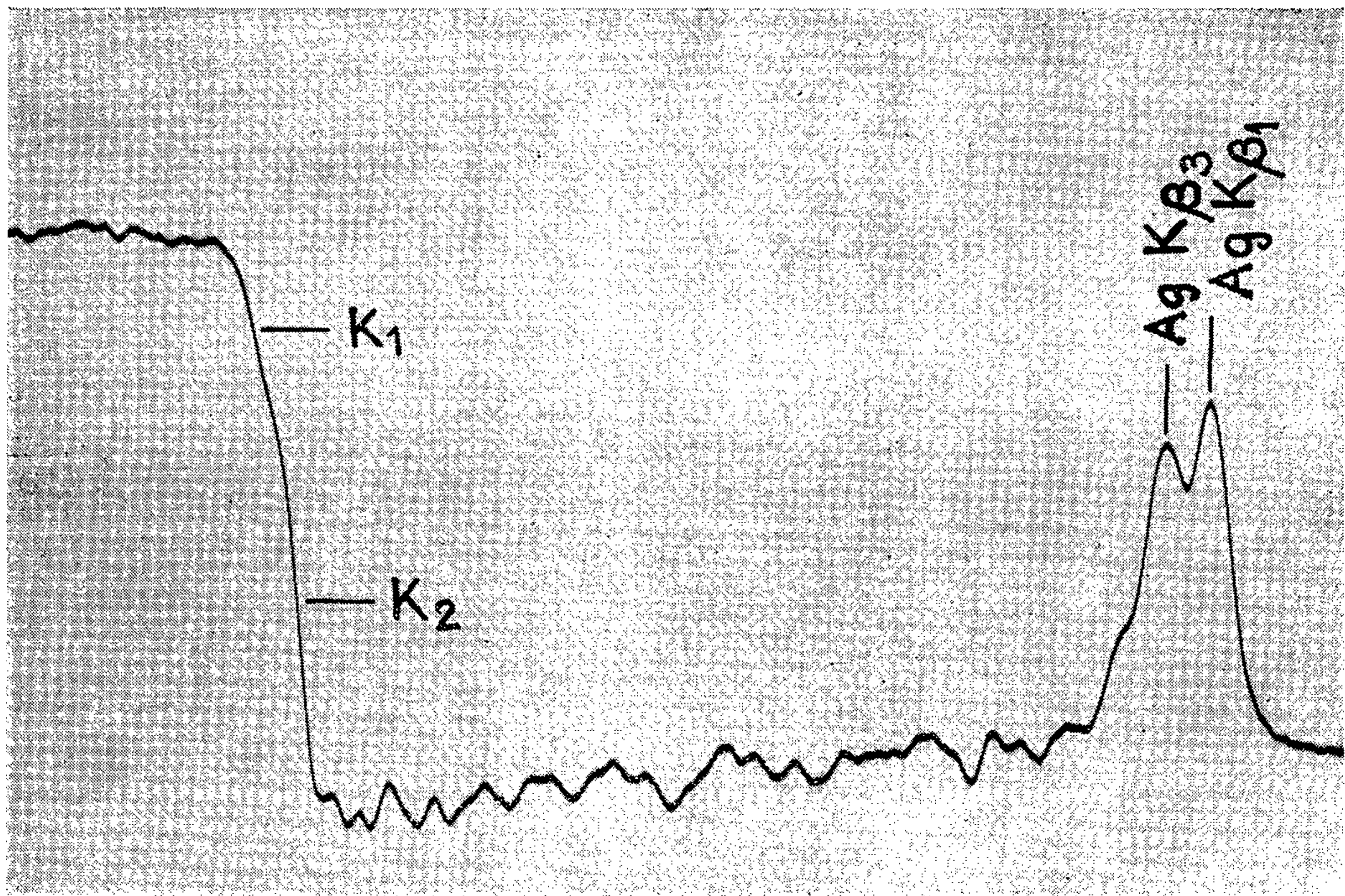


Fig. 1.

que pour le métal pur, mais on peut voir qu'il existe le long de chaque discontinuité deux branches de courbes de pentes différentes. Bien que les mesures des rapports des hauteurs $K_1:K_2$ soient difficiles à effectuer, il semble que ce rapport augmente lorsque la quantité du palladium dans l'alliage diminue. On notera que le rapport des hauteurs $L_I:L'_I$ de l'or diminue pour les alliages Au-Pd.

Le tableau donne les mesures pour les chutes K_1 et K_2 du Pd pur. Du côté des courtes longueurs d'onde de la discontinuité du métal pur on trouve des maxima à environ 30, 40 et 70 eV de la chute K_1. Comptes tenus des erreurs d'expérience, il est difficile de dire si les discontinuités ou les structures sont déplacées pour les alliages par rapport à celles du métal pur.

	λ(uX) 2ᵉ ordre.	λ(uX) 1ᵉʳ ordre.	$\frac{\nu}{R}$.	E(eV).
Absorption K_1..........	1 016,52	5 08,26	1 792,92	24 338,9
Absorption K_2..........	1 015,92	5 07,96	1 793,98	24 353,3

F. K. Richtmyer, S. W. Barnes et E. Ramberg ([4]) ont montré que la largeur d'une discontinuité d'absorption X donne la largeur du niveau correspondant

et que la largeur d'une raie peut être représentée comme la somme des largeurs des deux niveaux entre lesquels se fait la transition qui lui donne naissance. Ainsi,

$$|\overline{K\alpha_1} = |\overline{K} + |\overline{L_{III}}$$

et

$$|\overline{K\alpha_2} = |\overline{K} + |\overline{L_{II}}.$$

Ross donne 22 eV pour la largeur de la discontinuité K du palladium, mais il nous semble que la largeur du niveau K est donnée plus correctement par la largeur de la chute K_1 qui est environ 7,5 eV. B. G. Gokhale ([5]) donne les

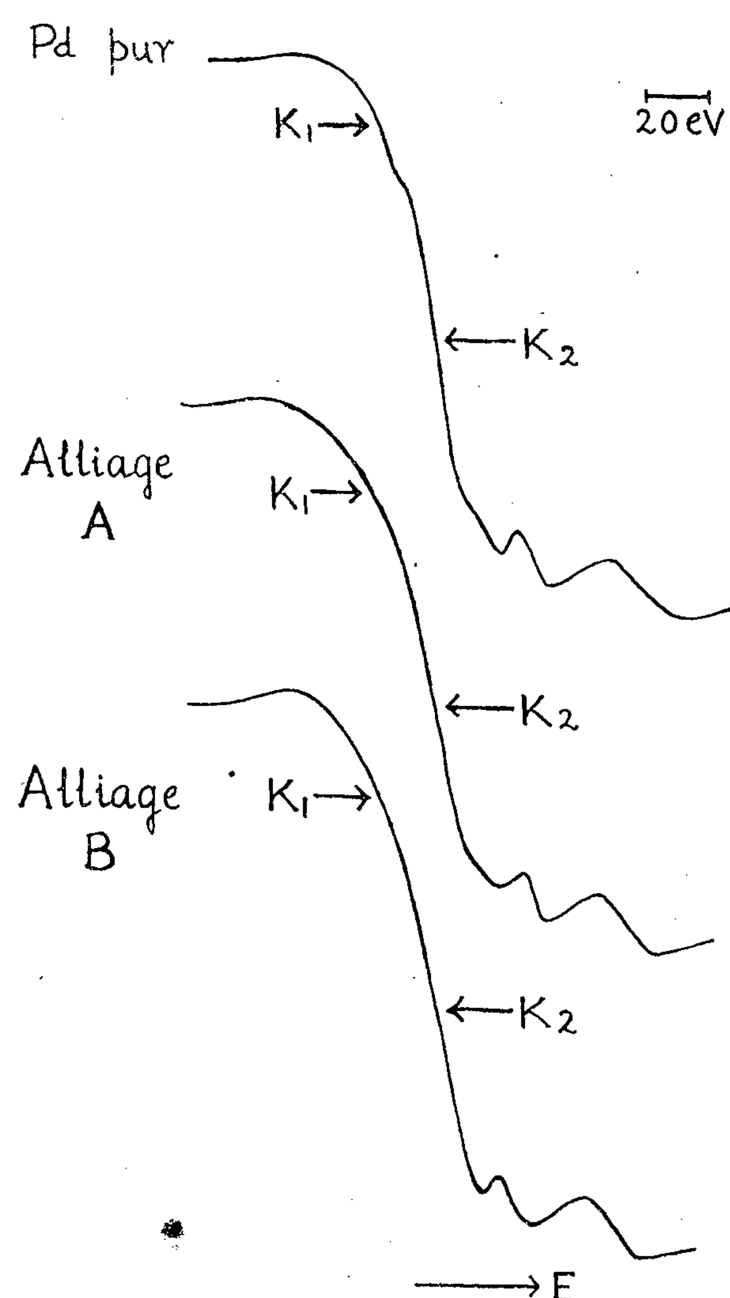


Fig. 2.

largeurs des raies $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ du Pd comme 8,44 et 8,39 eV respectivement, ce qui montre que les largeurs des niveaux L_{II} et L_{III} doivent être de l'ordre de 1 eV. Nous avons fait des mesures préliminaires des largeurs des discontinuités L_{II} et L_{III} du Pd et ceci semble bien vérifié.

(*) Séance du 28 janvier 1957.
(1) C. Mande, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1205.
(2) C. Mande, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 755.
(3) *Phys. Rev.*, 44, 1933, p. 977.
(4) *Phys. Rev.*, 46, 1934, p. 843.
(5) *Thèse*, Paris, 1950.

PHYSIQUE DES SOLIDES. — *Les indices de réfraction et les dispersions des verres à base de sulfures, séléniures et tellurures.* Note (*) de M[me] **Aniuta Winter**, présentée par M. Jean Cabannes.

Tous les verres courants se forment à partir des oxydes, mais on sait que les sulfures, les séléniures et les tellurures peuvent aussi former des réseaux vitreux (1).

Les indices de réfraction n et les coefficients de dispersion ν des verres à base d'oxydes sont bien connus; pour quelques-uns des verres à base de sulfures, séléniures et tellurures, ces constantes ont été également déterminées (2) et il semble intéressant de comparer leurs différentes valeurs.

Pour ce faire, on peut adopter la représentation habituellement utilisée en optique de précision : un verre est caractérisé par sa position dans le plan de coordonnées n, ν.

A mesure qu'augmente l'éventail des verres connus, le domaine occupé par leurs points représentatifs dans le plan (n, ν) s'élargit lui aussi : ce fait est illustré sur la figure 1.

Jusqu'à 1880 le nombre des verres d'optique est très restreint, leur composition se limitant au sable, à la soude, à la potasse et à la chaux. Entre 1880 et 1886, ce nombre augmente : on ajoute aux verres d'autres oxydes, en particulier BaO et B_2O_3 (verres de Schott).

Le progrès suivant se situe entre 1934-1947, des oxydes de terres rares rentrent dans la composition du verre; on y introduit également quelques fluorures.

Enfin, une nouvelle expansion dans le plan (n, ν) correspond à l'apparition des verres à base de sulfures, séléniures et tellurures.

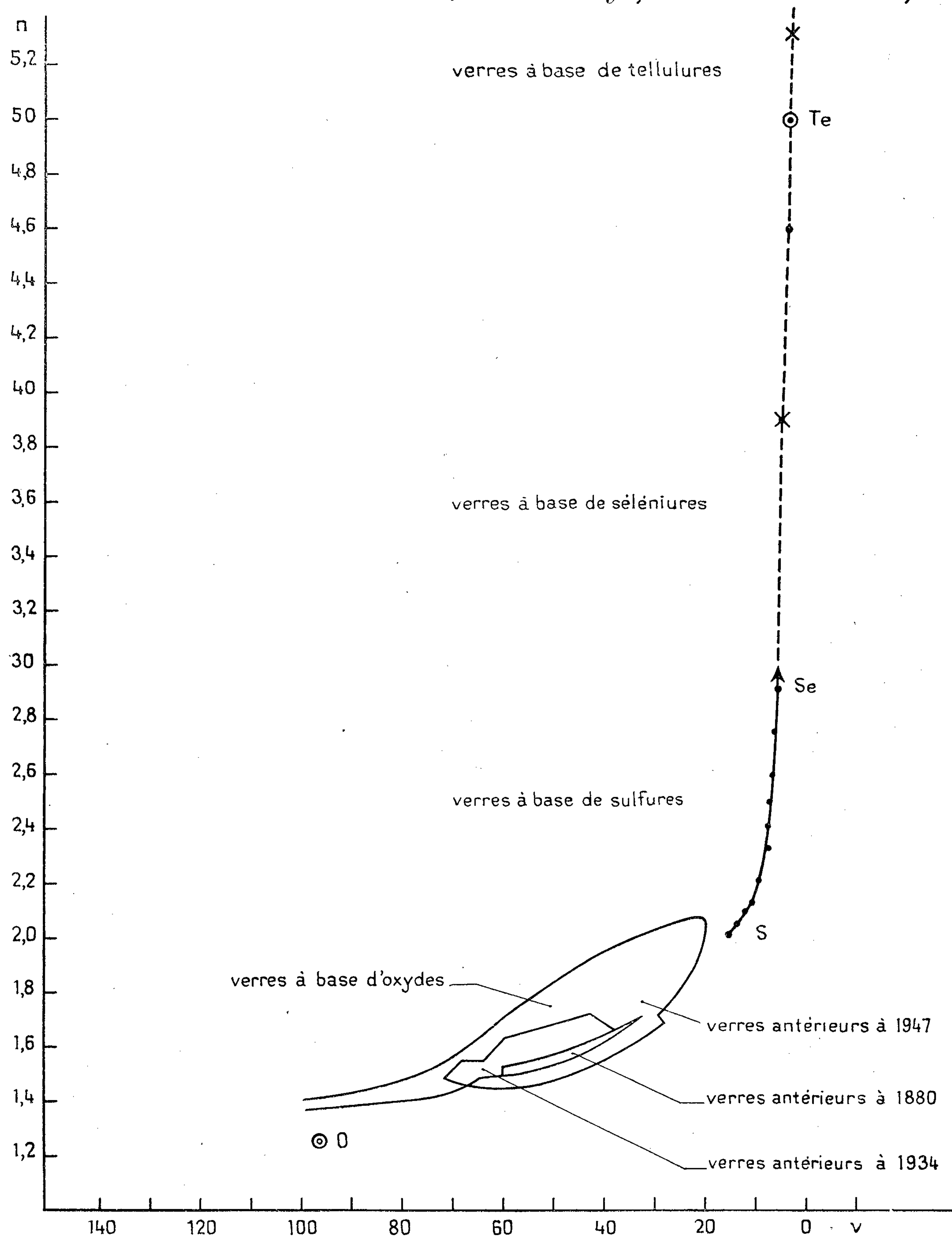
Les mesures faites dans ces nouveaux domaines se rapportent aux verres relativement simples composés d'un ou de deux genres d'atomes.

Ceci se traduit par le fait que les points correspondants sont situés dans le plan (n, ν) sur une courbe, au lieu d'être dispersés dans une portion du plan.

On peut donc d'autant plus facilement estimer les propriétés individuelles de chaque élément verrogène (3) : O, S, Se ou Te.

Les verres à base de sulfures et séléniures étendent l'espace (n, ν) vers les indices de réfraction n grands et les coefficients de dispersion ν faibles.

Il semble probable que les verres à base de tellurures, dont les indices de réfraction sont plus grands encore, mais dont le ν n'a pas encore été mesuré, vont continuer le progrès dans la même direction (ligne pointillée sur la figure 1) et que par exemple le verre $PbTe_2$ dont l'indice de réfraction $n = 5,3$ se placera dans le voisinage de l'endroit marqué par une petite croix.



Si l'on considère les indices de réfraction des quatre verres primaires (composés d'un seul genre d'atome) à savoir :

$n_{O\ \text{vitreux}}$: inconnu, $n_{\text{probable}} = 1,24$ ([4]),
$n_{S\ \text{vitreux}} = 1,998$,
$n_{Se\ \text{vitreux}} = 2,9$,
$n_{Te\ \text{vitreux}} \simeq 5$.

On constate que les indices de réfraction des verres binaires (c'est-à-dire à deux genres d'atomes) ou plus complexes, sont toujours plus élevés que les indices des verres primaires (c'est-à-dire à un genre d'atome) : l'indice de réfraction d'un verre primaire constitue la limite inférieure pour les indices de réfraction des différents verres dont il rend possible la formation.

Il semble donc que la formation des verres complexes à partir de S, Te ou Se va encore étendre la population du plan (n, ν) vers les valeurs de n élevées.

En même temps les points représentatifs vont s'étaler dans un domaine plan, au lieu de rester groupés le long d'une courbe.

Ainsi les résultats disponibles bien qu'ils soient encore peu nombreux permettent de prédire d'avance la direction générale dans laquelle l'apparition des verres complexes permettra d'élargir le domaine (n, ν) pour les verres à base des oxydes, sulfures, séléniures et tellurures.

(*) Séance du 7 janvier 1957.

(1) A. Winter, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 73; *Verres et réfractaires*, 9, 1955, p. 147.

(2) A. Winter, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 3057.

(3) C'est-à-dire un élément capable de former un verre simple, appelé verre primaire, composé d'un seul genre d'atome. Les éléments verrogènes possèdent également la capacité de former des verres complexes avec certains autres éléments qui ne vitrifient pas eux-mêmes (1).

(4) A. Winter, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2931.

PHYSIQUE DES SOLIDES. — *Diffusion inélastique des neutrons par les milieux paramagnétiques*. Note (*) de M. **Pierre-Gilles de Gennes**, présentée par M. Francis Perrin.

Le spectre en énergie des neutrons diffusés par une substance paramagnétique où existent des interactions d'échange, est calculé dans la limite des hautes températures.

1. En présence de forces d'échange, le renversement d'un spin, dans un cristal paramagnétique, demande de l'énergie; la diffusion magnétique des neutrons est inélastique (1). Les mesures du spectre des neutrons réémis, actuellement en cours sur différentes substances (2), (3) permettront donc de déduire des informations sur l'*intensité* et la *portée* des forces d'échange. Le calcul original de ces effets par Van Vleck (1) est inexact. Nous donnons ci-dessous le résultat correct pour le modèle simple que voici :

a. ions magnétiques d'une seule espèce :

b. énergie de la forme

$$\varkappa = \sum_{RR'} J_{R-R'} \vec{S}_R . \vec{S}_{R'} \tag{1}$$

c. température T très supérieure au point de Curie paramagnétique Δ.

2. La section efficace magnétique vaut [réf. ([4]), éq. 19, 20]

(2) $$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, d\omega} = (2gr_0)_2 \frac{1}{3\pi}\frac{K_1}{K_0}\left|F(\vec{\varkappa})\right|^2 \sum_{R}\int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i(\vec{\varkappa}.\vec{R}-\omega t)} \langle \vec{S}_0(0)\, \vec{S}_R(t)\rangle$$

On introduit les fonctions

$$\gamma_R(t) = \langle \vec{S}_0(0)\, \vec{S}_R(t)\rangle,$$

$$P_\varkappa(\omega) = \sum_R \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i(\vec{\varkappa}.\vec{R}-\omega t)}\gamma_R(t),$$

$$\gamma_R^{(2n)} = \frac{d^{2n}}{dt^{2n}}\gamma_R(t).$$

Les $\gamma_R(t)$ satisfont aux relations

(3) $$\sum_R \gamma_R(t) = \sum_R \gamma_R(0),$$

(4) $$\gamma_R(0) = S(S+1)\,\delta_{R,0} \qquad (T \gg \Delta).$$

Dans (2), le comportement statistique du diffuseur n'apparaît que par $P_\varkappa(\omega)$. Il est pratique d'étudier cette fonction par l'intermédiaire de ses moments

(5) $$\langle \omega^{2n}\rangle_\varkappa = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, \omega^{2n} P_\varkappa(\omega)}{\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, P_\varkappa(\omega)}$$

$$= (-)^n [S(S+1)]^{-1} \sum_R e^{i\vec{\varkappa}.\vec{R}}\gamma_R^{(2n)}(0).$$

Les quantités $\gamma_R^{(2n)}(0)$ se déduisent des équations du mouvement

(6) $$\frac{d}{dt}\vec{S}_R = \frac{2}{\hbar}\sum_{R'} J_{R-R'}\, \vec{S}_R \wedge \vec{S}_{R'}$$

et des valeurs moyennes

(7) $$\langle S_R^x(0)\, S_{R'}^x(0)\rangle = \frac{1}{3} S(S+1)\,\delta_{R,R'}, \qquad \ldots.$$

On voit, grâce à (3), que $\langle \omega^{2n}\rangle_\varkappa$ tend vers zéro pour $\varkappa \to 0$.

Le calcul déjà cité de Van Vleck ([1]) supposait à tort que $\gamma_R(t) \equiv 0$ pour $R \neq 0$, et donnait

$$\langle \omega^{2n}\rangle_\varkappa = (-)^n \gamma_0^{(2n)}(0).$$

En fait, il est clair, sur (3) par exemple, que l'on n'a pas le droit de négliger, même à très haute température, les corrélations de deux spins différents à des temps différents.

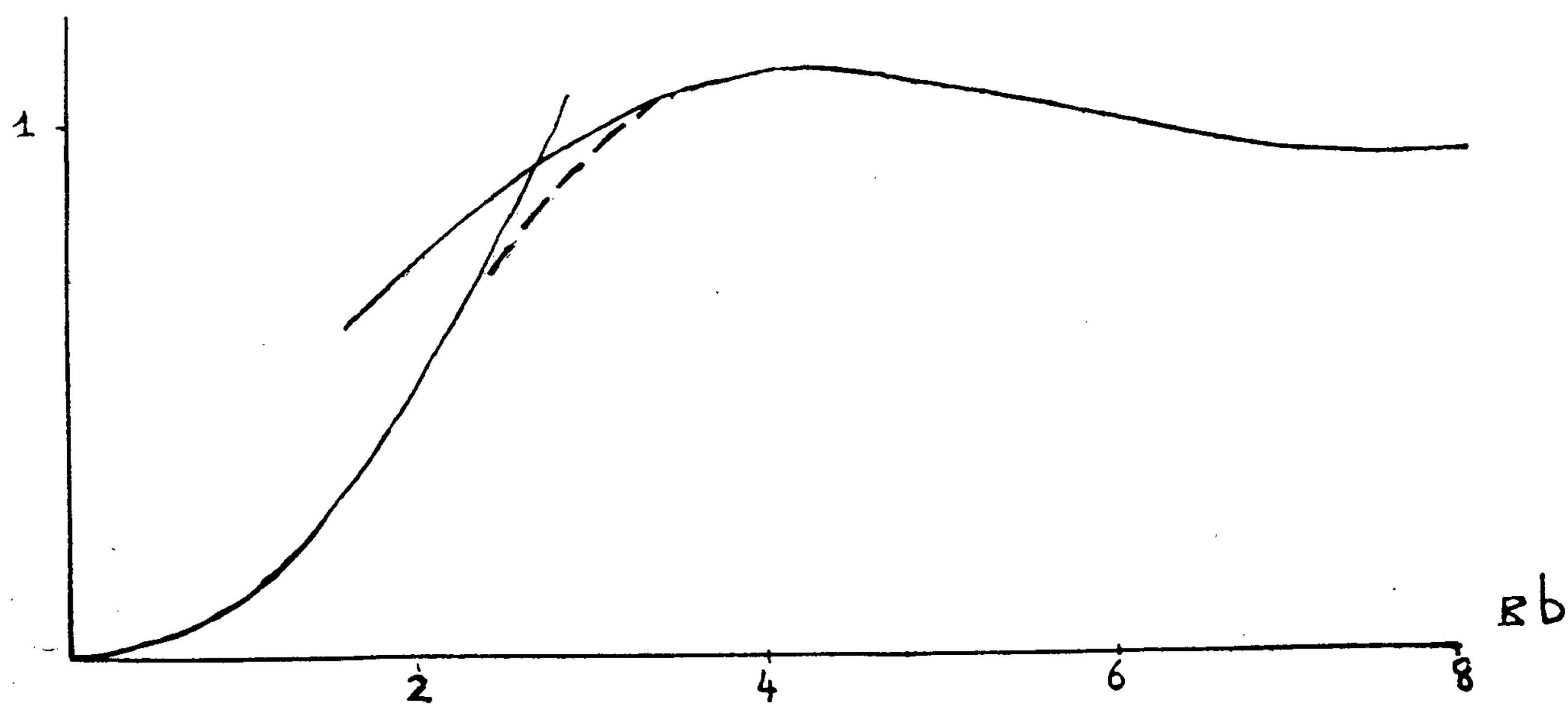
3. Pour un polycristal, et des interactions entre premiers voisins seulement,

on trouve

(8) $$\langle \omega^2 \rangle_\varkappa = S(S+1)\left(\frac{2J}{\hbar}\right)^2 \frac{2z}{3}\left(1-\frac{\sin \varkappa b}{\varkappa b}\right),$$

(9) $$\langle \omega^4 \rangle_\varkappa = S^2(S+1)^2\left(\frac{2J}{\hbar}\right)^4 \left[\left(\frac{224}{3}+\frac{2}{S(S+1)}\right)\left(1-\frac{\sin \varkappa b}{\varkappa b}\right) - 16 \times\left(1-\frac{\sin \varkappa b\sqrt{2}}{\varkappa b\sqrt{2}}\right) - 4\left(1-\frac{\sin 2\varkappa b}{2\varkappa b}\right)\right]$$

(z désigne le nombre de voisins d'un spin, et b la distance entre voisins). Dans (9) on a admis un réseau cubique simple pour les ions magnétiques.



Pour $\varkappa b \gtrsim \pi$ la forme de la fonction $P_\varkappa(\omega)$ est approximativement gaussienne :

(10) $$P_\varkappa(\omega) = \left(\frac{2\pi}{\langle \omega^2 \rangle_\varkappa}\right)^{\frac{1}{2}} \exp \frac{-\omega^2}{2\langle \omega^2 \rangle_\varkappa}.$$

Pour $\varkappa b \ll \pi$, $P_\varkappa(\omega)$ peut être évalué directement :

(11) $$\begin{cases} P_\varkappa(\omega) = \dfrac{2\Lambda_1 \varkappa^2}{\Lambda_1^2 \varkappa^4 + \omega^2} & |\omega| < \omega_c, \\ & |\omega| > \omega_c, \end{cases}$$

Λ_1 est un coefficient de diffusion, qui vaut ([5])

(12) $$\Lambda_1 = f[zS(S+1)]^{\frac{1}{2}} \frac{b^2}{6}\left(\frac{2J}{\hbar}\right).$$

En outre, pour un réseau cubique simple, $f \cong 3/4$ et

$$\omega_c \cong 2,6[S(S+1)]^{\frac{1}{2}} \frac{2J}{\hbar}.$$

La « demi-largeur » de la distribution $P_\varkappa(\omega)$, définie par $P_\varkappa(\Gamma_\varkappa) = 1/2\, P_\varkappa(0)$, peut se déduire de (10) et (11). Elle est représentée sur la figure en fonction de $\varkappa b$ (avec une partie interpolée, en traits discontinus).

(*) Séance du 28 janvier 1957.

(1) *Phys. Rev.*, 55, 1939, p. 924.

(2) Brockhouse (Rapport non publié).

(3) Galula, Jacrot, Mangin (Communication privée).

(4) Van Hove, *Phys. Rev.*, 95, 1954, p. 1374.

(5) De Gennes (Rapport C. E. N. S. P. M. n° 199).

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Préparation et propriétés électriques des couches minces de bismuth.* Note de MM. **Antoine Colombani** et **Pierre Huet**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Le premier but de ce travail entrepris sur des lames minces de bismuth, obtenues par évaporation thermique, a consisté d'abord à obtenir des dépôts stables sous un vide élevé (pompe à diffusion d'huile Apiézon C et air liquide), puis à recuire ces dépôts jusqu'à *fusion sous vide*, et à déterminer leurs propriétés électriques et électromagnétiques (effet Hall et magnétorésistance).

Très brièvement les premiers résultats essentiels sont les suivants :

1° *Évolutions spontanées à la température ambiante des dépôts sur silice polie optiquement* (*fig.* 1).

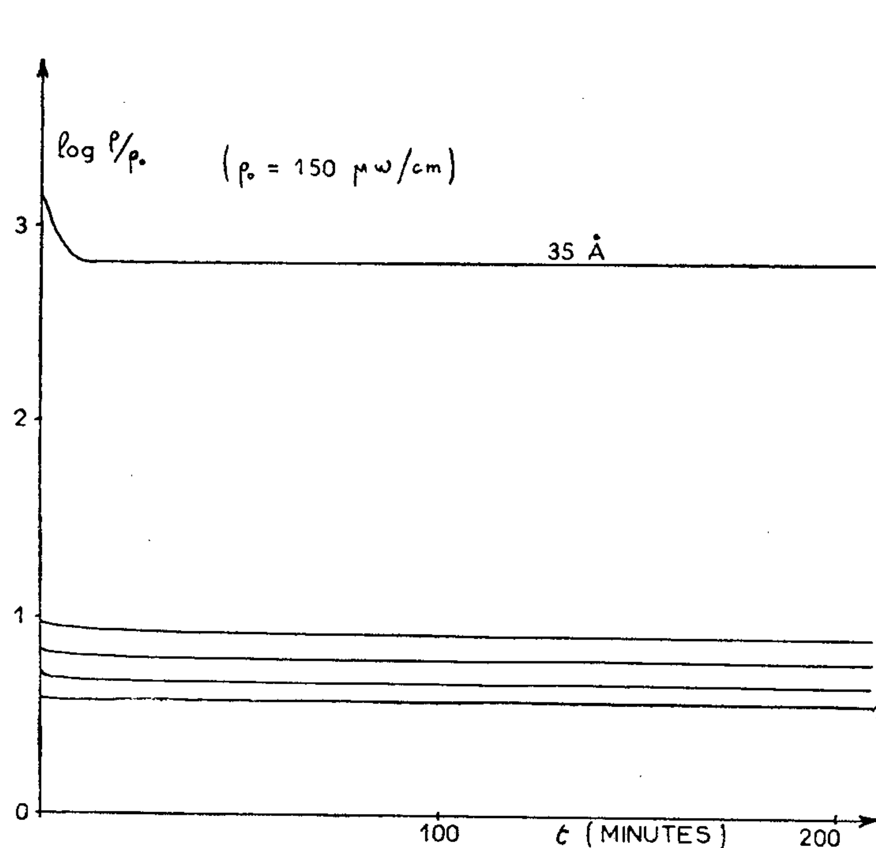


Fig. 1.

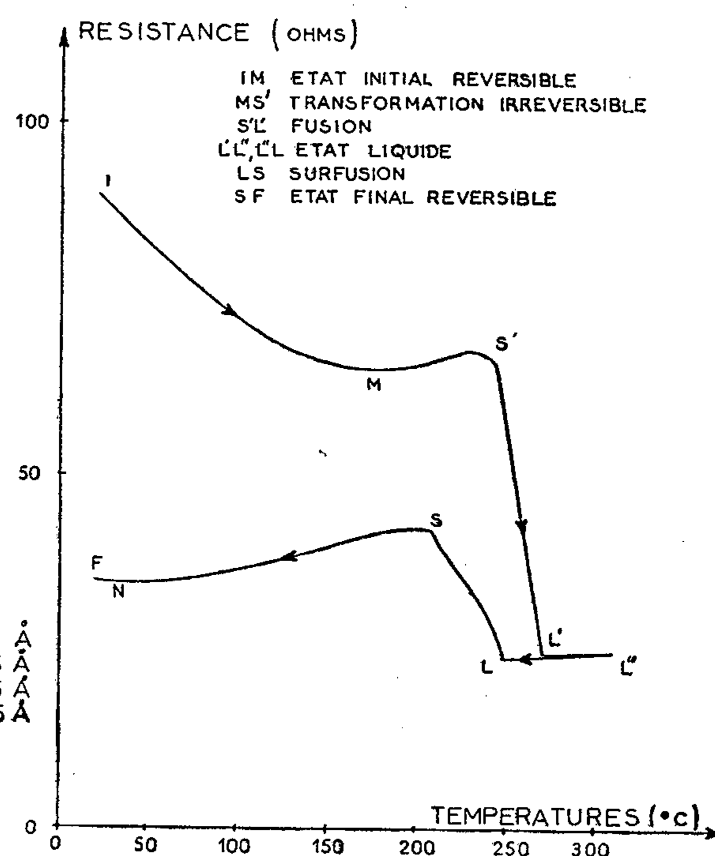


Fig. 3.

Toutes les évolutions spontanées de la résistance électrique se traduisent par une diminution de celle-ci jusqu'à une valeur stable qui se conserve

en présence d'air. L'évolution devient négligeable lorsque l'épaisseur dépasse 100 Å. Les dépôts sont continus et au-dessus de 100 Å présentent une résistivité constante : 540.10^{-2} Ω/cm. Les épaisseurs sont déterminées par pesée (*fig.* 2).

2° Cela étant, si les recuits sont limités à 220° C on observe une décroissance réversible de la résistance en fonction de la température. Quelle que soit l'épaisseur de la lame le coefficient de température est toujours négatif et reproductible. Mais la tension de Hall, quoique rigoureusement proportionnelle au champ (0 à 35 000 Oe) perpendiculaire au plan de la lame et à l'intensité (0 à 100 mA), présente des valeurs différentes pour des lames de même épaisseur.

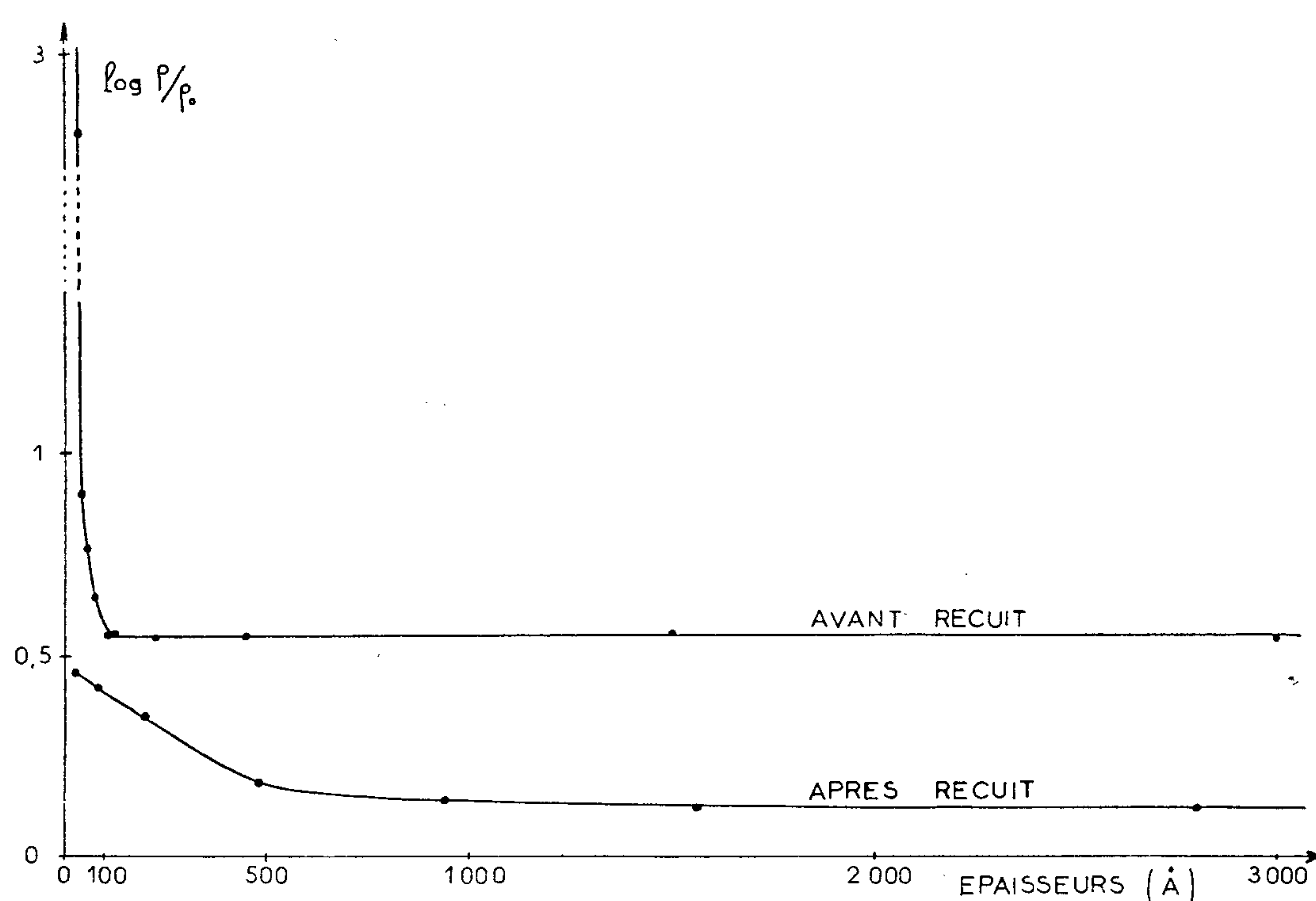


Fig. 2.

La magnétorésistance dans les mêmes conditions est plus faible que dans le métal usuel et croît avec le champ et l'épaisseur du dépôt de 0,1 à 3 % entre 50 et 3 000 Å.

3° Pour obtenir des résultats reproductibles nous avons recuit les lames à une température aussi élevée que possible pour « fixer » son état cristallin. Malheureusement la tension superficielle du bismuth provoque une rupture du dépôt à 230°. Quel que soit son support (silice, SiO, pyrex, mica, F_2Mg), ou le gaz inerte mis en présence du bismuth pendant le recuit, celui-ci se rassemble en gouttelettes et sa résistance électrique devient infinie.

Pour annihiler ce phénomène et placer les deux faces du dépôt de bismuth dans le même état d'énergie superficielle, nous l'avons évaporé entre deux couches d'oxyde Bi_2O_3 dont la résistivité est infinie jusqu'à 370°, température de réduction. Du fait de la miscibilité partielle de l'oxyde et de son

métal la tension superficielle de chaque côté de la lame se trouve presque annulée et il nous a été possible de recuire les dépôts jusqu'à 350° C au-delà du point de fusion du bismuth qui se situe à 270° C.

On voit sur la partie droite du cliché (*fig.* 4) une lame de bismuth déposée directement sur silice. A la fusion le métal s'est rassemblé en gouttelettes. Dans la partie gauche au contraire la lame recuite entre deux couches d'oxyde est encore continue après avoir été fondue jusqu'à 320° C.

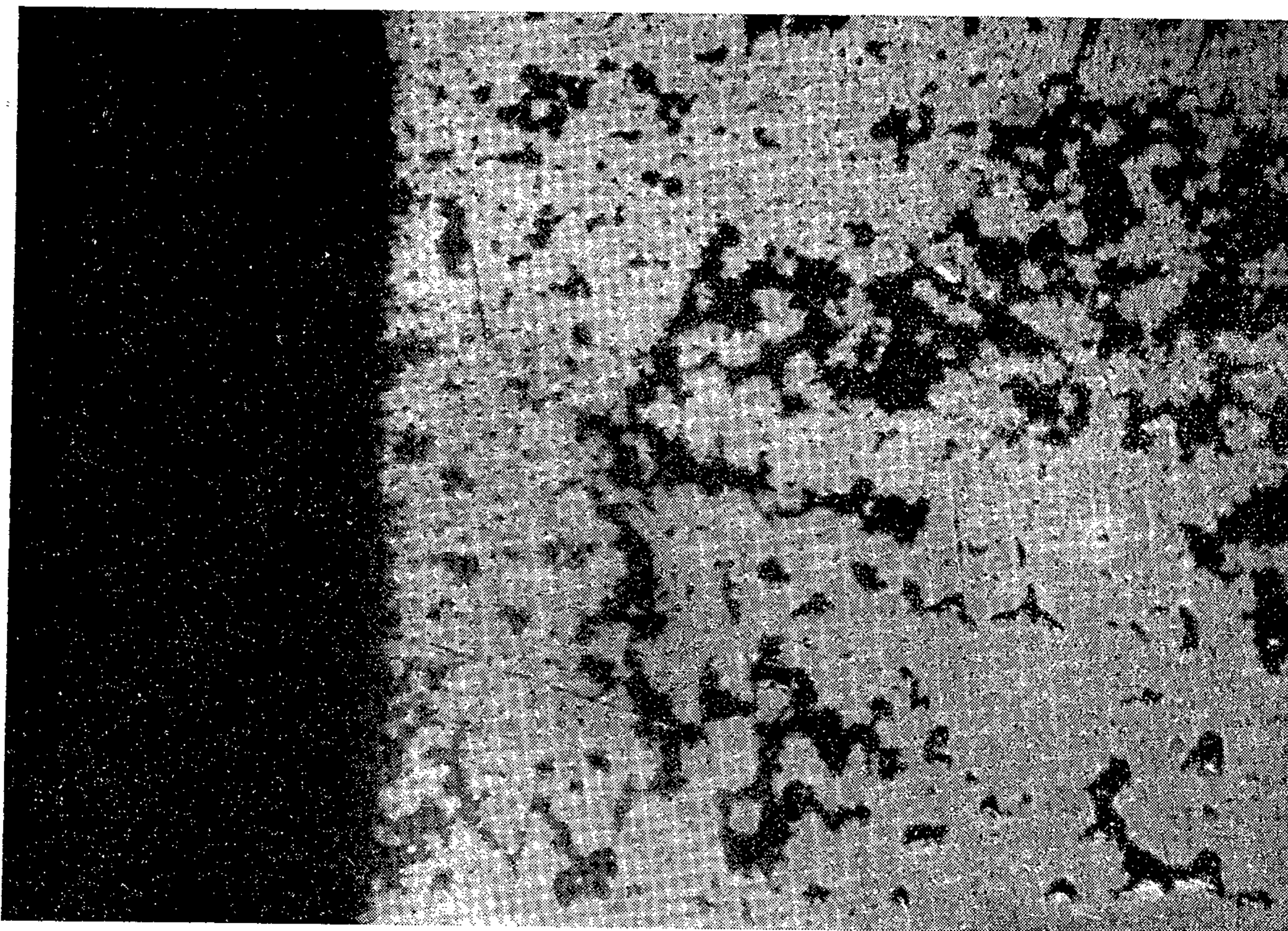


Fig. 4.

A notre connaissance c'est la première fois, dans la technique des couches minces, que la température de fusion est dépassée sans rupture du dépôt.

Les courbes des figures 1, 2, 3 ont été tracées en tenant compte de l'influence de la couche d'oxyde sur le métal pendant le recuit. Une légère oxydation de celui-ci produit une diminution de son épaisseur que nous avons évaluée.

Jusqu'à 180° C les recuits déterminent une évolution de la résistivité réversible et identique pour deux lames de même épaisseur, déposées, soit directement sur un support, soit entre couches d'oxyde. Au-delà les phénomènes sont plus complexes quoique reproductibles.

Par refroidissement les courbes de résistivité sont parfaitement réversibles entre 20 et 320° C quelle que soit l'épaisseur. Au-dessus de 2 000 Å on retrouve la courbe de Kapitza (*fig.* 3). En particulier le rapport des résistivités à l'état solide et liquide, au point de fusion, est voisin de 2,5, valeur signalée par Kapitza et les chimistes pour le métal usuel.

Au-dessus de 500 Å la résistivité finale vaut 1,3 fois celle du bismuth évaporé (pureté supérieure à 99,99 %).

La magnétorésistance et la constante de Hall sont du même ordre de grandeur que pour le métal usuel. Si l'on tient compte de la possibilité de réalisation de faibles épaisseurs, de résistance quelconque, ces résultats permettent d'envisager des applications intéressantes.

ÉTAT LIQUIDE. — *Sur la structure « lacunaire » des fluorures fondus.*

Note de M. **Jerzy Zarzycki**, présentée par M. Eugène Darmois.

L'analyse des courbes de distribution radiale des fluorures LiF, NaF et KF *fondus* montre que ces sels présentent à l'état liquide une structure essentiellement *lacunaire*.

Grâce à la chambre de diffraction X haute température décrite précédemment ([1]), ([2]) nous avons pu étudier à l'état liquide les fluorures LiF, NaF et KF.

Nous donnons à titre d'exemple le spectre de diffraction X du fluorure

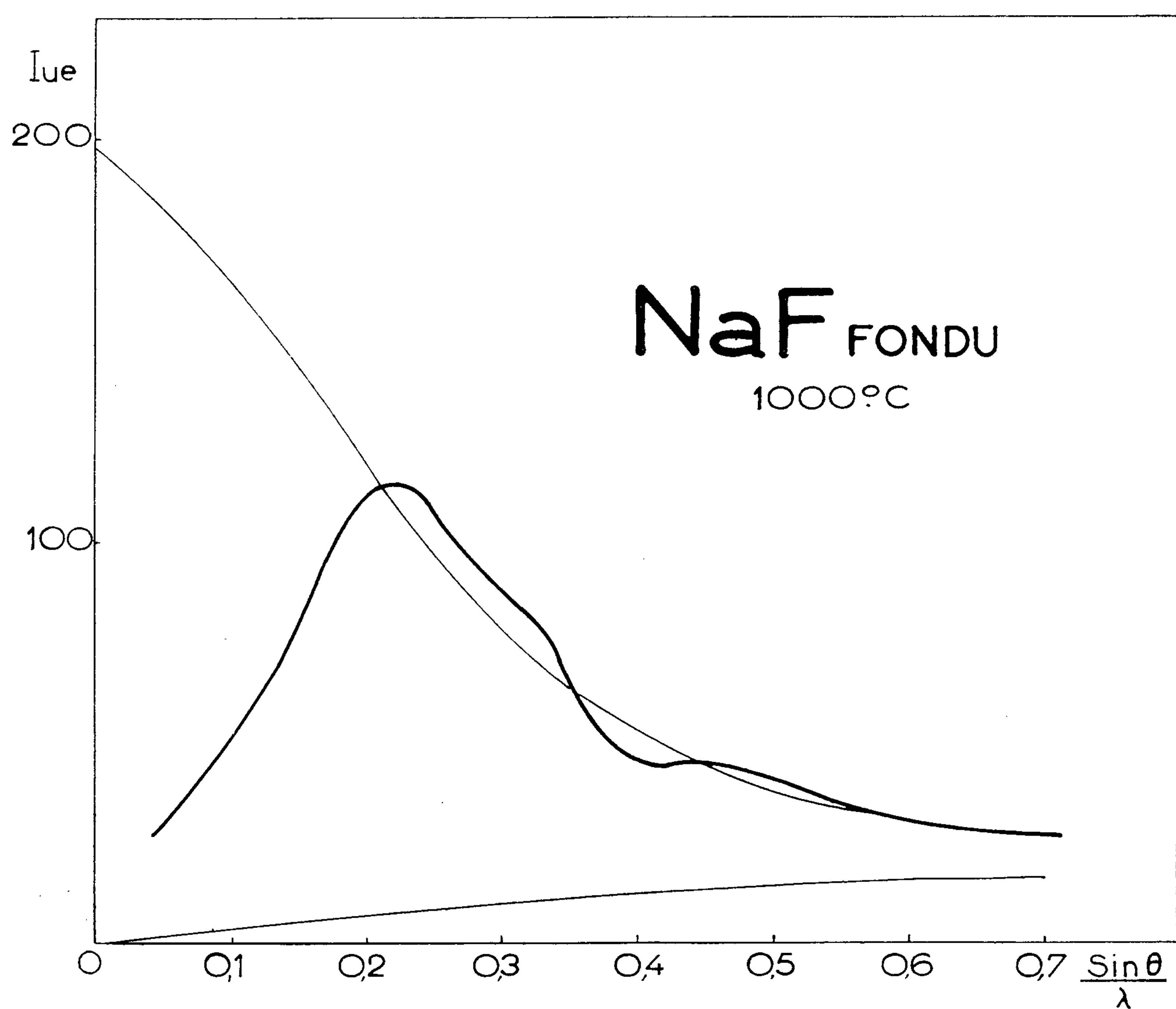


Fig. 1. — Spectre de diffraction X de NaF fondu à 1000° C.

de sodium fondu à 1000 C° (*fig.* 1) et la courbe de distribution radiale correspondante (*fig.* 2), déduite de ce spectre par la transformée radiale de Fourier.

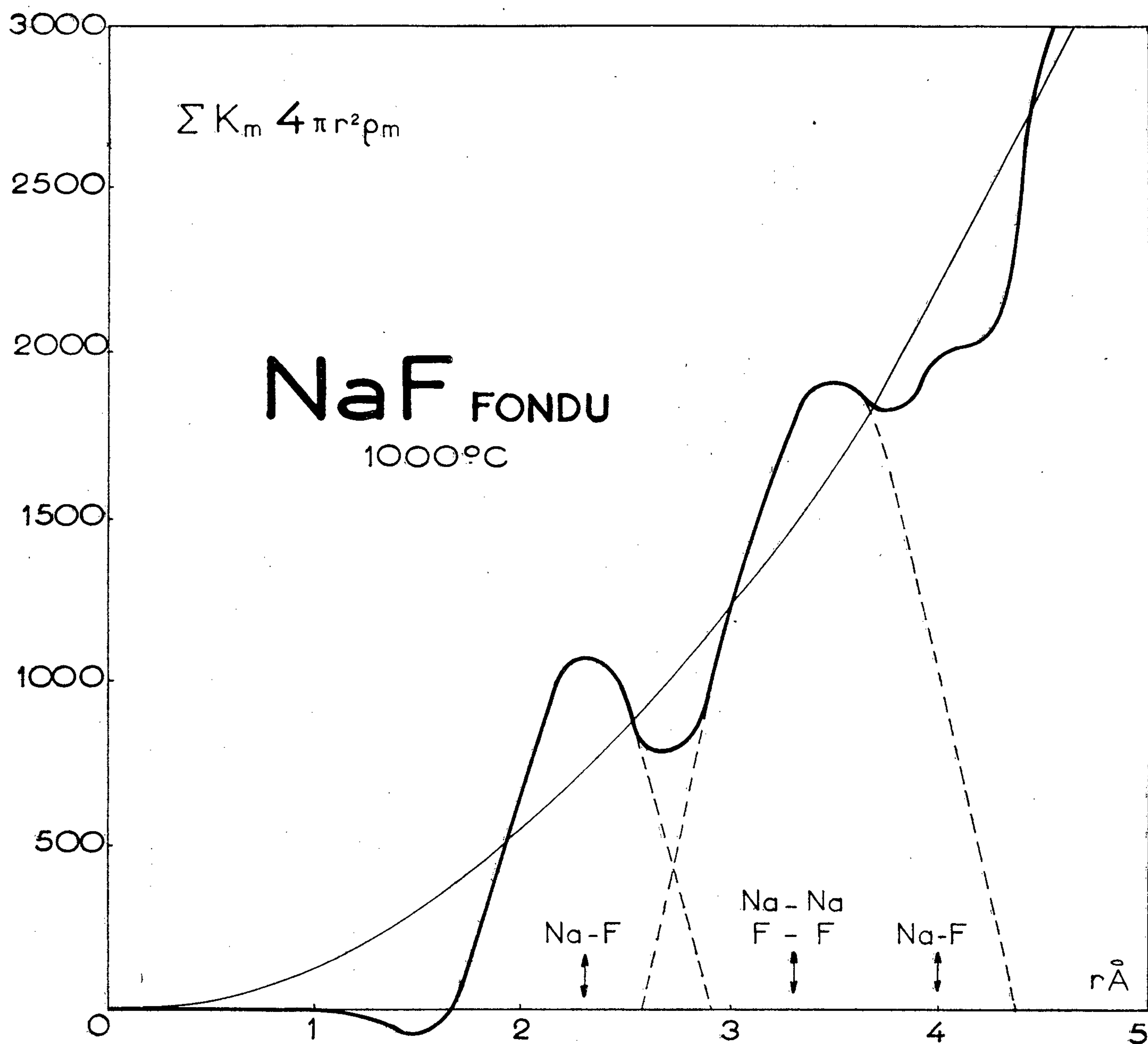


Fig. 2. — Courbe de distribution radiale de NaF fondu à 1000° C.

D'une manière générale, l'analyse des courbes de distribution radiale des fluorures fondus conduit aux deux constatations fondamentales suivantes :

1° On retrouve à l'état liquide la *suite* des premières distances interatomiques du cristal;

2° Les nombres de coordination à l'état liquide sont notablement *inférieurs* aux nombres de coordination à l'état cristallin.

Ainsi, par exemple, n désignant le premier nombre de coordination, on trouve :

$n = 3,7$	pour LiF	fondu à	860° C,
$n = 4,1$	» NaF	»	1000° C,
$n = 4,9$	» KF	»	870° C,

contre $n = 6$, pour les mêmes fluorures cristallisés.

L'ensemble de ces deux constatations suffit pour prouver la *structure lacunaire* des fluorures fondus :

Dans le liquide l'ordre à *courte distance* est le même que celui dans le cristal, mais le nombre moyen d'ions voisins immédiats d'un ion donné est plus faible, il y a formation de « trous ».

On voit en même temps la raison du très fort accroissement de volume lors de la fusion de ces sels. Cette expansion représente la part des lacunes dans le « réseau » liquide.

Une étude plus détaillée sera publiée incessamment.

(1) J. Zarzycki, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 480.
(2) J. Zarzycki, *J. Phys. Rad.* (Suppl. *Phys. Appl.*), **17**, 1956, p. 44 A.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur un électrolyseur d'eau lourde pour la production de deuterium à l'usage des accélérateurs.* Note (*) de MM. **Alexandre Reznik**, **Guy Laforgerie** et **Guy Dupré**, transmise par M. Frédéric Joliot.

Étude et réalisation d'un électrolyseur dont le principe est celui d'une résistance électrolytique variant en fonction de la quantité et du débit de gaz exigés.

Dans les différents électrolyseurs, analogues à celui qui était jusqu'alors en fonctionnement au cyclotron du Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France, la résistance électrolytique demeurait constante (à température fixe). L'intensité du courant ne variait donc qu'en fonction de la température, d'où élévations de température et d'intensité de plus en plus grandes, chacune entraînant l'autre. Ces conditions obligeaient à diminuer l'intensité afin de maintenir la température à une valeur acceptable, ce qui avait pour effet de diminuer le débit de production. Le débit de consommation restant constant, il se produisait une dépression dans le réservoir à deuterium puis, inévitablement, un passage d'oxygène dans le deuterium.

Nous donnons ci-dessous la description d'un appareil que nous avons conçu, et qui fonctionne actuellement. La description d'un appareil fondé sur ce principe, de réalisation plus complexe et pouvant présenter certains inconvénients dus aux matériaux employés a été étudiée pour le cyclotron du National Physical Laboratory de Pretoria.

Description de l'appareil. — *a. Élément de base* (*fig.* 1). — Deux électrodes sont tendues dans les tubes en Pyrex A et B. En B, l'anode est placée au-dessus de l'orifice du tube C. L'aspiration de deuterium en A fait monter le niveau jusqu'à atteindre la cathode. L'électrolyse se produit.

L'interruption de l'électrolyse s'effectue par discontinuité du milieu

liquide sans étincelle de rupture, les électrodes restant immergées (au moins partiellement pour ce qui concerne la cathode).

b. Appareil complet (*fig.* 2). — En fait, quatre tubes C ont été placés, qui permettent de faire varier l'intensité du courant suivant le nombre de tubes en service.

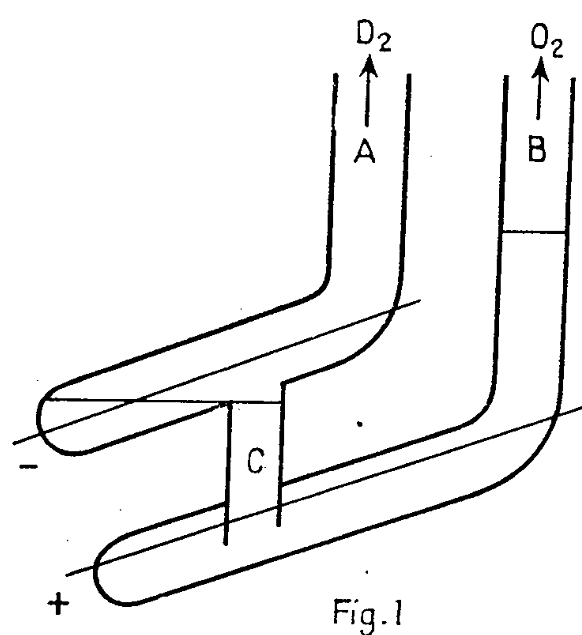


Fig. 1

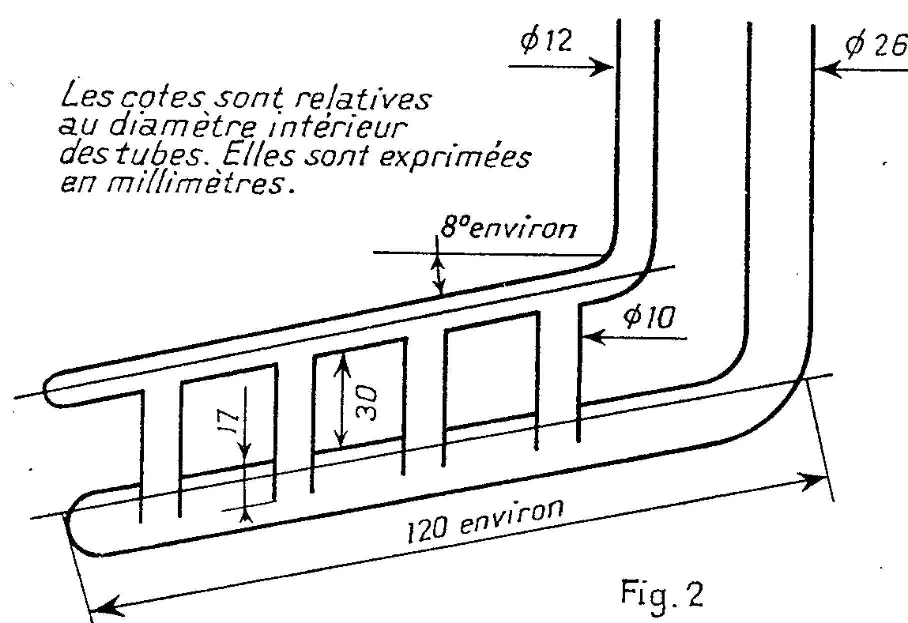


Fig. 2

Il suffit de régler l'intensité du courant à une valeur nettement supérieure à celle d'utilisation pour une consommation maximum donnée, les quatre tubes C étant en service, pour obtenir un état d'équilibre quelle que soit la quantité de gaz aspiré.

Nous disposons ainsi d'une régulation ne faisant intervenir aucun système annexe, et qui offre un maximum de sécurité.

Nombre de tubes en service.	Intensité tôtale absorbée par l'électrolyseur (A).	Tension mesurée aux bornes de l'électrolyseur (V).	Puissance absorbée (W).
4	1,7	6,35	10,8
3	1,4	6,6	9,2
2	1,1	6,85	7,5
1	0,65	7,2	4,7

Nature de l'électrolyte. — Dans les différents types d'électrolyseurs que nous utilisions jusqu'alors, l'électrolyte était de la soude NaOD. Or les courbes de résistivités de la soude et de l'acide sulfurique en fonction de la concentration, démontrent l'avantage de l'acide : sa résistivité est plus faible (moitié de celle de la soude) et varie moins en fonction de la concentration.

Nous fonctionnons avec une solution à 25 g d'acide pour 100 g de solution correspondant à une résistivité de 1,5 Ω/cm/cm^2 environ (à 18° C).

Lorsque le niveau du liquide arrive à la limite d'utilisation, c'est-à-dire lorsqu'il est nécessaire de rajouter de l'eau lourde, la concentration a

augmenté, et la résistivité est équivalente à celle de la concentration initiale après être passée par un minimum de 1,4 Ω/cm/cm².

La résistivité décroît avec la température, pour n'atteindre seulement que 1, Ω/cm/cm² à 40° C. Donc, plus l'électrolyseur fonctionne et plus il peut fournir de gaz.

Avec une température initiale de 20°, et une intensité de 1,6 A, la température s'équilibre à moins de 38°, après 5 h de fonctionnement environ.

L'électrolyte SO_4D_2 a été préparé par le service de Chimie du Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France, à partir de SO_3 et d'eau lourde.

Dimensions des éléments. — Les cotes de l'électrolyseur ont été déterminées de façon à obtenir un compromis entre les facteurs suivants :

— facilité d'exécution;

— ne pas immobiliser une trop grande quantité d'eau lourde;

— assurer un refroidissement convenable.

Alimentation. — L'électrolyseur nécessite une tension de fonctionnement de l'ordre de 7 V ayant une résistance petite devant celle de l'électrolyseur. Au cas où l'on utilise comme source de tension un transformateur et un redresseur en pont, il faut une impédance aussi faible que possible. Dans ce cas, plusieurs prises au secondaire du transformateur (de 8 à 10 V) permettent d'ajuster la tension, donc l'intension d'électrolyse, suivant les conditions de travail exigées.

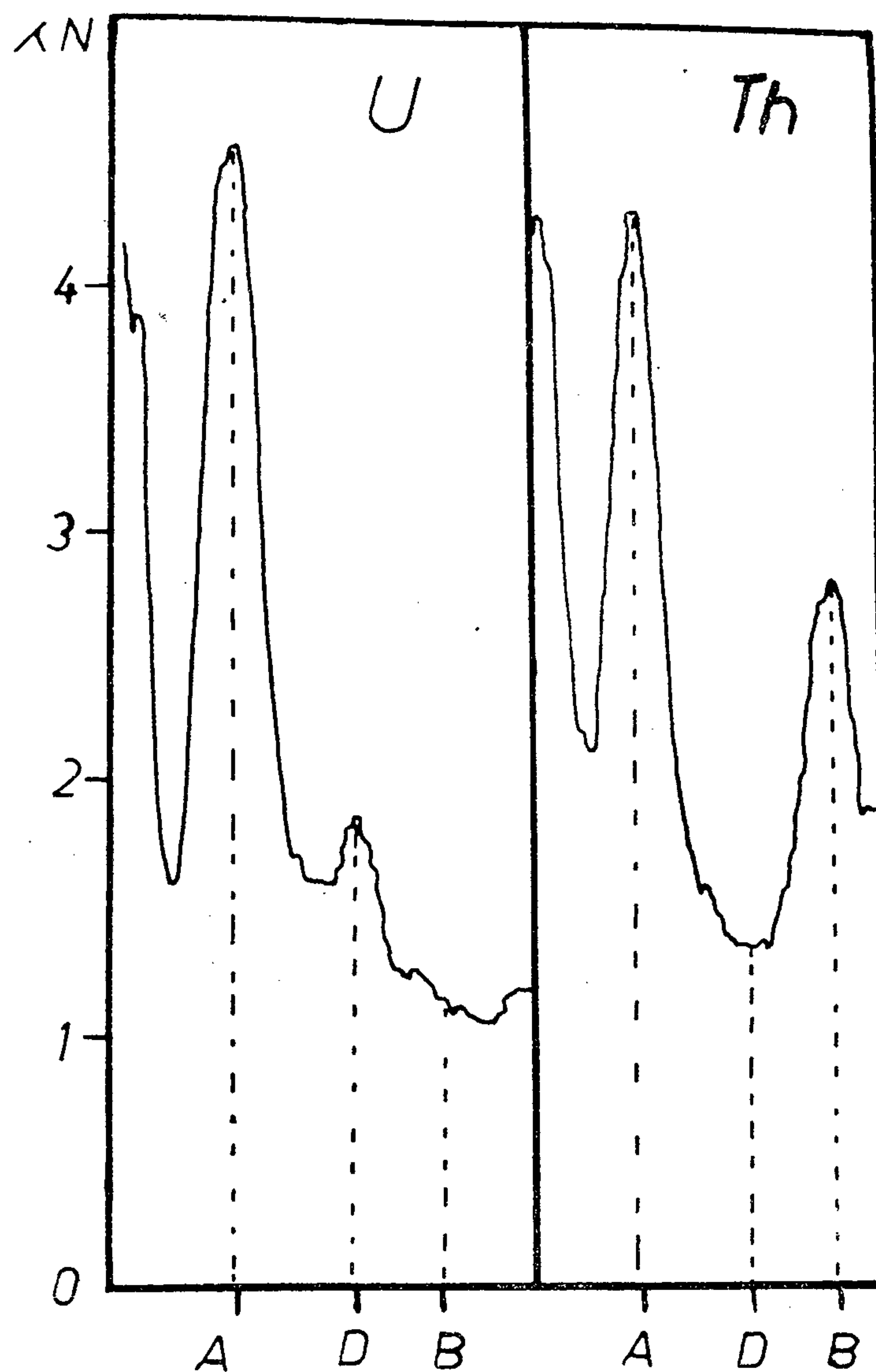
Cet appareil, en service depuis plus d'un an, nous donne toute satisfaction.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

RADIOACTIVITÉ. — *Dosage de l'uranium et du thorium par la spectrométrie γ.* Note (*) de M. **Paul Keller**, transmise par M. Charles Maurain.

Les rayons γ émis par la famille de l'uranium et du thoruim sont presque uniquement dus aux corps formant les dépôts actifs. Cependant quelques rayons γ de faible énergie sont émis par Ux_1 et I_0 de la famille de l'uranium et par MTh_2 et RTh de la famille du thorium. L'enregistrement du spectre γ des faibles énergies à l'aide d'un spectromètre à scintillations permet de mettre en évidence les raies de ces premiers corps de la suite des désintégrations qui apparaissent nettement malgré le grand nombre de rayons γ situés dans la même région et qui sont dus essentiellement aux émetteurs γ des dépots actifs des deux familles. La considération des pics de I_0 et RTh, ainsi que ceux dus au dépôts d'énergies comprises entre 0 et 300 keV, permet de déterminer la concentration en U et Th, même lorsque l'équilibre radioactif n'est pas atteint

dans l'échantillon étudié. Il suffit que le rapport UI/I_0 soit constant. Pour les minéraux n'ayant subi aucun traitement chimique, on peut admettre sans grande erreur que ce rapport est constant; quant au Th et à ses descendants la condition d'équilibre se trouve toujours réalisée et par conséquent la méthode s'applique sans restriction dans tous les cas rencontrés dans la nature.



La figure 1 montre la différence existant entre les spectres de la famille de l'uranium et celle du thorium pour les γ d'énergies de 0 à 300 keV. On y remarque plusieurs pics correspondant à

I_0 — RTh en A(0,09 MeV); Ra en D(0,19 MeV);
ThB en B(0,240 MeV).

1. Échantillon ne contenant que de l'uranium. — Supposons que nous ayons inscrit le spectre de l'échantillon d'uranium pour une largeur de canal donnée et considérons les deux points A et B. En A désignons par :

D*u*, le nombre de γ enregistrés et émis de UI à Ra;

D*r*, le nombre de γ enregistrés et émis par le dépôt.

On a

$$C_A = Du + Dr = Du(1 + d),$$

en posant $Du/Dr = d =$ const., pour un échantillon en équilibre. De même en B :

$$C_B = Eu + Er = Er, \qquad Eu = 0.$$

1° U *en équilibre avec ses descendants.* — La quantité d'uranium U est définie par

$$U = k_A C_A = k_B C_B, \tag{1}$$

k_A et k_B sont des constantes expérimentales.

2° U *non en équilibre avec ses descendants.* — Dans ce cas la contribution de Dr et de Er en A et B a diminué d'une fraction p,

$$C'_A = Du(1 + pd), \qquad C'_B = pEr.$$

En éliminant p et en introduisant les équivalents en uranium U'_A et U'_B en A et B, on a

$$U = U'_A(1 + d) - U'_B d. \tag{2}$$

2. Échantillon ne contenant que du thorium. — Ici il n'y a à considérer que le cas d'équilibre radioactif comme nous l'avons déjà dit :

$$Th = l_A F_A = l_B F_B, \tag{3}$$

F_A et F_B sont les nombres de γ enregistrés en A et B, l_A et l_B des constantes expérimentales.

3. Échantillon renfermant à la fois U et Th. — 1° U *en équilibre.* — On a

$$C''_A = Du(1 + d) + F_A, \qquad C''_B = Er + F_B.$$

La résolution de ces deux équations conduit à

$$U = U''_A(1 + H) - U''_B H, \qquad \text{avec} \quad H = \frac{1}{\dfrac{k_B}{k_A}\dfrac{l_A}{l_B} - 1}, \tag{4}$$

$$T = \frac{U''_A - U''_B}{Q}, \qquad Q = \frac{k_A}{l_A} - \frac{k_B}{l_B}. \tag{5}$$

2° U *non en équilibre.* — On a

$$C'''_A = Du(1 + pd) + F_A, \qquad C'''_B = pEr + F_B;$$

d'où

$$U = U'''_A(1 + d) - U'''_B d + Th K,$$

avec

$$K = d\frac{k_B}{l_B} - \frac{k_A}{l_A}(1 + d).$$

Cette formule est générale et permet de calculer U après avoir déterminé Th par (5). Dans certains cas particuliers, il est préférable de considérer les points B et D pour la détermination de Th et de U lorsque celui-ci est en équilibre. De même l'emploi des points A et D est recommandé pour la détermi-

nation des concentrations faibles en uranium. Ces considérations seront développées dans une publication ultérieure qui comprendra également des exemples d'analyses et les déterminations des différentes constantes en fonction de la largeur de bande utilisée. La précision des valeurs de U et Th dépend du rapport U/Th et des concentrations respectives; elle est de l'ordre de 3 à 4 % en moyenne.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Observation d'un changement de phase isotherme du titane à haute température.* Note de Mme **Micheline Sorel-Sternberg**, présentée par M. Louis de Broglie.

Après l'enregistrement cinématographique de la croissance des cristaux de titane, dans le microscope électronique à émission, nous avons pu par la même méthode suivre un changement de phase isotherme de ce métal à haute température.

Sur des échantillons de titane commercial (contenant moins de 0,2 % d'oxygène), de 5 mm de diamètre et de 0,3 mm d'épaisseur, nous avons obtenu des cristaux uniques : les passages successifs du titane de la phase β ($\theta^\circ > 880^\circ$) à la phase α et de nouveau à la phase β, permettent à un seul cristal de se développer grâce à une contrainte induite au passage au point de transformation.

Lorsque cet état est obtenu, nous maintenons l'échantillon à une température constante pendant toute l'observation, à 1200°. Au bout d'un certain temps variant avec la qualité du vide, une précipitation apparaît en un point de la surface et s'étend peu à peu sur tout le cristal, ce sont des plaquettes allongées qui progressent en longueur et en épaisseur au cours de l'observation; l'allongement des plaquettes se fait suivant deux directions seulement dont l'angle est constant pour un cristal observé mais varie entre 80° et 90° d'un cristal à l'autre; le précipité envahit tout le cristal après 10 mn ou 3 h suivant que le vide est de 5.10^{-4} ou de 5.10^{-5} mm de mercure.

Grâce au film permettant de faire un enregistrement à la cadence lente d'une vue par seconde, l'expansion longitudinale et transversale de ce précipité a pu être suivie. Le dépouillement du film permet d'évaluer une vitesse moyenne de croissance des plaquettes et de décomposer le phénomène, alors qu'une simple observation visuelle ne pouvait rendre compte des différents stades de la précipitation : tout d'abord les aiguilles s'étendent longitudinalement sur toute la surface, puis lorsqu'elles se touchent se mettent à croître transversalement.

Le chauffage du titane se fait dans le microscope électronique dans un vide de 5.10^{-5} à 5.10^{-4} mm de mercure. Pour une pression résiduelle de 5.10^{-5} mm, le précipité apparaît après un chauffage de 1 h et croît à raison de 0,01 mm/s, longitudinalement et de 0,002 mm/s, transversalement; avec une pression de 5.10^{-4} mm de mercure la précipitation est beaucoup plus rapide que précédemment : les vitesses moyennes sont 0,1 mm/s en longueur et 0,002 mm/s en épaisseur.

L'influence du vide sur le phénomène observé nous a permis de donner une interprétation de la précipitation : le titane a la propriété, à haute température d'absorber très facilement les gaz tels qu'oxygène et azote, gaz qui se trouvent dans le microscope électronique.

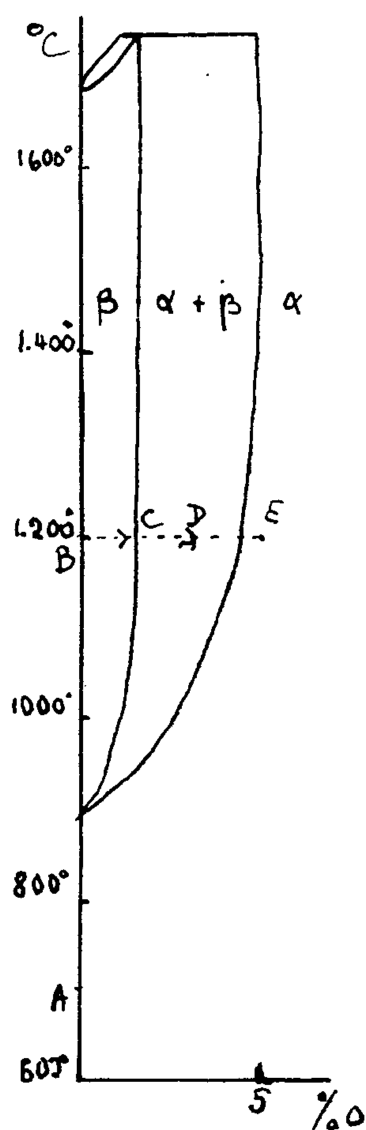
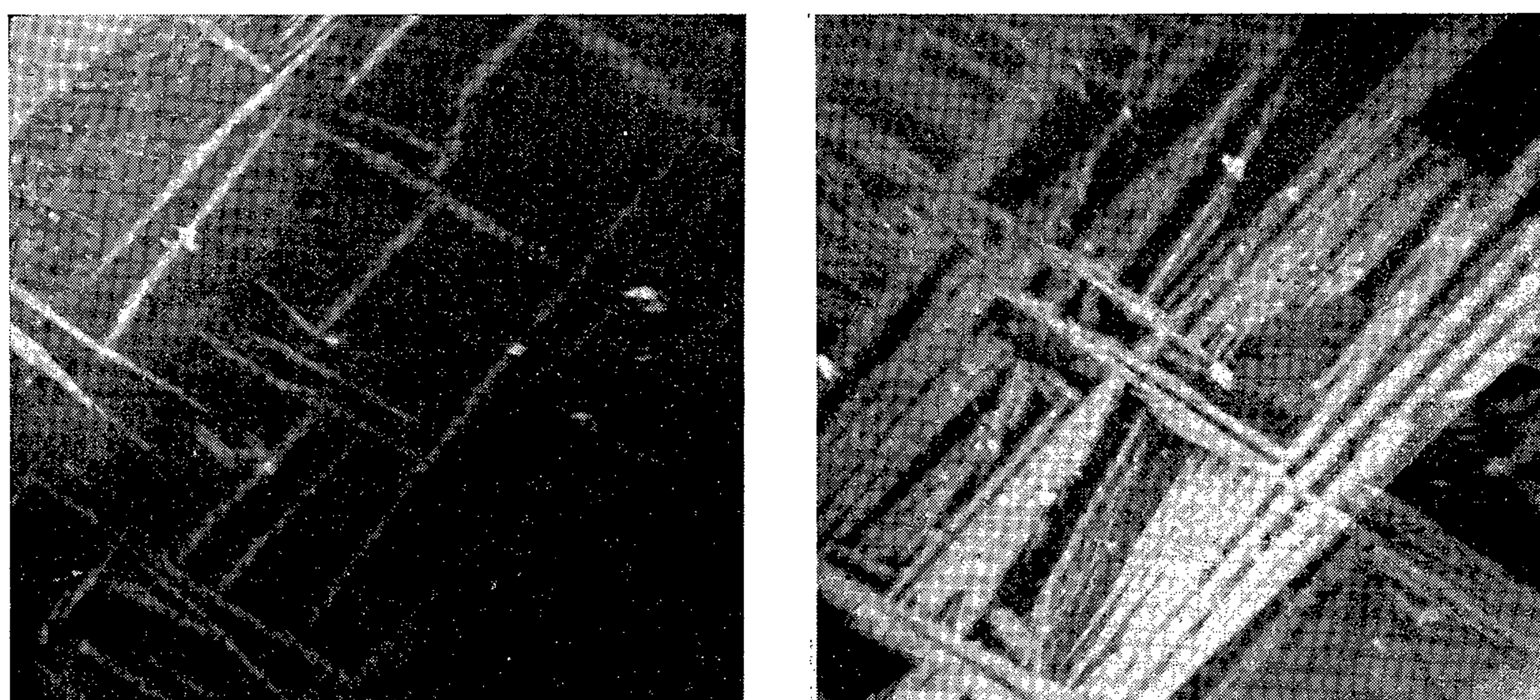


Fig. 1.

Pour décrire l'expérience, nous nous reportons au diagramme d'équilibre à pression constante, Ti-O. Sur le diagramme, le point figuratif se déplace de A à B, pendant le passage $\alpha \rightarrow \beta$ et sur une horizontale BCDE pendant l'observation isotherme; la teneur du titane en gaz oxygène augmente lorsque le métal est maintenu à haute température (BC), le point figuratif se déplace vers la droite du diagramme et franchit la limite $\beta/(\alpha + \beta)$: il y a précipitation de la phase α sous forme d'aiguilles dans les cristaux β; le point arrive en E à la fin de l'observation, où toute la phase α envahit le cristal.

Les deux photographies montrent un aspect du précipité en début et fin d'expérience.

La formation progressive du précipité ne permet pas en toute rigueur d'éliminer la perspective d'une transformation martensitique. En effet,



(début) ×50 (fin) ×50

Fig. 2. — Aspect de la précipitation : nous avons pu suivre la croissance continue, grâce au film, pendant 1 h.

l'apport de l'oxygène nécessaire est limité par la fréquence des chocs moléculaires; on trouve en supposant adsorbées toutes les molécules qui frappent la surface, une durée de transformation totale en α de x heures, où $x = kp$, ce qui indique une pression partielle d'oxygène de 5.10^{-6} mm, dans le cas d'une pression totale de 5.10^{-5} mm.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'existence, pour l'oxyde de zinc, de plusieurs mécanismes distincts d'absorption dipolaire Debye.* Note (*) de M^lle **Marie-Louise Blanchard**, présentée par M. Jean Cabannes.

Nous nous proposons de montrer que les difficultés rencontrées jusqu'ici dans l'interprétation de l'absorption dipolaire Debye de l'oxyde de zinc ([1]) sont dues à ce que l'on ignorait l'existence d'au moins cinq mécanismes distincts (résultant notamment du traitement thermique, de la présence de traces d'eau ou de cations), mécanismes dont le détail sera publié ultérieurement.

1. ZnO *sans impureté, traité à moins de* 1000°C (*fig.* 1). — L'oxyde de zinc « pur » industriel utilisé (V. M. A.) est à l'état de poudre. L'absorption hertzienne est, ici, mesurée sous vide au-dessus de 273°K. On observe une bande Debye superposée à la conductibilité par porteurs libres. L'énergie d'activation U apparaît indépendante de la température de traitement dans tout l'intervalle compris entre 100 et 900°C : *U est de l'ordre de* 1 eV. Des

niveaux d'énergie du même ordre de grandeur ont été signalés (mesures de conductivité) par Jander et Stamn, Baumbach et Wagner, Harrison (²), (³), (⁴). Précisons que le « vieillissement » du produit amène une baisse de U.

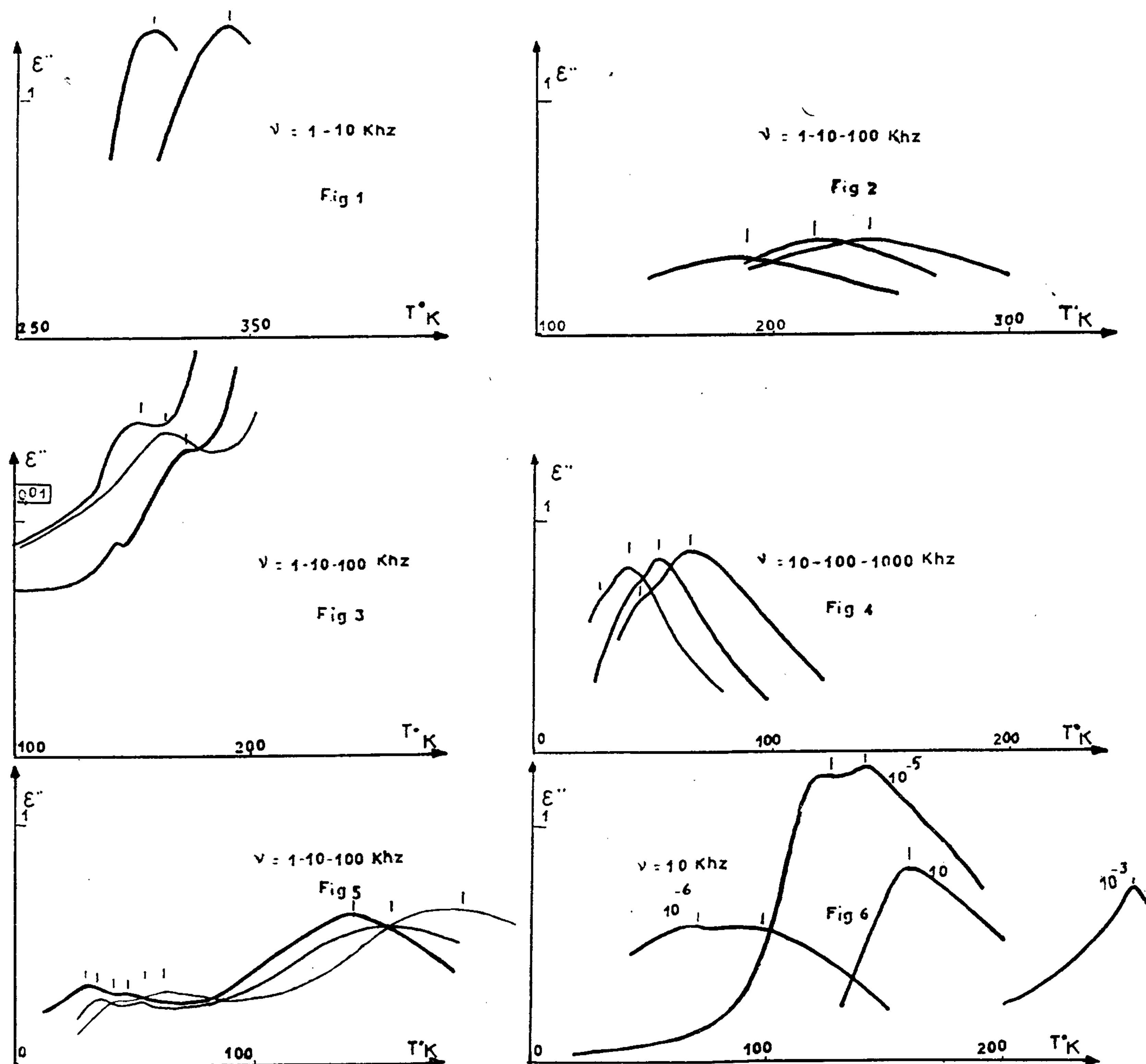


Fig 1 ZnO sans impureté $\theta < 1000°C$	Effet ionique	U vers 1 ev
Fig 2 ZnO sans impureté $\theta > 1000°C$	Lacunes d'oxygène $ZnO_{1-\delta}$	0,25 (et 1 ev)
Fig 3 ZnO avec eau $\theta \# 150°C$	Effet lié à l'eau adsorbée	0,58 (et 1 ev)
Fig 4 ZnO avec eau $750 < \theta < 900°C$	Effet lié à H^+OH^-	0,04 ev
Fig 5 ZnO avec eau $\theta > 1000°C$	$ZnO_{1-\delta}$ Effet H^+OH^-	0,25 (et 0,04 ev)
Fig 6 ZnO avec impureté Cu 10^{-5} 10^{-4} 10^{-3}	Effet lié à la présence d'impuretés	0,18 ev 0,22 ev 0,51 ev

L'effet pourrait être dû à un mécanisme d'origine ionique lié à des vacances d'anions et de cations à la surface (état lacunaire intervenant dans la catalyse).

2. ZnO *sans impureté traité à plus de* 1000° C (*fig.* 2). — L'oxyde de zinc

traité à des températures supérieures à 1000° C présente une structure lacunaire $ZnO_{1-\delta}$ due au départ d'oxygène [1], [2], [3], [4]. Cet effet se manifeste dans le domaine hertzien par l'existence d'une bande *correspondant à* $U = 0,25 \pm 0,05$ eV dont l'intensité dépend de la température. L'absorption correspondant à 1 eV persiste également (non représentée sur la figure 2).

3. ZnO *en présence d'eau; influence du traitement thermique* (*fig*. 3, 4 et 5). — 1° La poudre est imbibée d'eau bidistillée, séchée à l'étuve à 150° C; elle présente une absorption Debye de *très faible intensité* (*fig*. 3). Les résultats sont similaires si l'oxyde est placé dans une atmosphère à humidité relative élevée. L'énergie d'activation U *est de l'ordre de* 0,58 eV. L'effet paraît lié à la présence d'eau adsorbée à la surface de l'oxyde. On observe en outre la bande correspondant à 1 eV (non représentée sur la figure 3).

2° L'échantillon humidifié est traité à une température comprise entre 750 et 900° C environ [5]. On observe une absorption intense située à moins de 100° K [6] (*fig*. 4). L'énergie d'activation U est faible, *de l'ordre de* 0,04 eV. Cette valeur est à rapprocher de celle obtenue par des mesures de conductivité par Lander et Thomas [7] : 0,04 eV pour ZnO traité en atmosphère d'hydrogène (ces auteurs attribuent ce niveau au groupement hydroxyle formé par combinaison de l'hydrogène avec un ion oxygène).

Signalons que la dissociation partielle de l'eau en ses éléments commence vers 1 000-1 200° C en l'absence de catalyseur; mais la présence de l'oxyde pourrait peut-être favoriser la dissociation à plus basse température.

3° *Au-delà de* $\Theta = 1\,000°$ C la bande correspondant à 0,04 eV existe toujours, bien qu'un peu affaiblie. La figure 5 se rapporte à un oxyde humidifié traité à 1 100° C; il y a deux composantes à basse température (0,04 eV) et une bande correspondant à 0,25 eV qui a vraisemblablement la même origine que celle invoquée au paragraphe 2 : lacunes créées par le départ d'oxygène.

4. ZnO *contenant des cations étrangers* (*fig*. 6). — Dans un travail antérieur [8] nous avons souligné l'influence considérable de traces d'impuretés (Cu, Zn, etc.) dans l'oxyde de zinc traité vers 850° C. Ces résultats nous permettaient de distinguer les mécanismes $ZnO_{1-\delta}(X)$ et $ZnO(X)$. L'introduction d'impureté en quantités croissantes favorise la formation de niveaux d'énergie plus élevés : l'énergie passe de 0,18 à 0,50 eV lorsque la concentration varie de 10^{-5} à 10^{-3}.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

(1) M. Freymann et R. Freymann, *J. Phys. Rad.*, 13, 1952, p. 589; 14, 1953, p. 203; 17, 1956, p. 806.

(2) W. Jander et W. Stamm, *Z. anorg. chem.*, B 199, 1931, p. 164.

(3) H. H. Baumbach et C. Wagner, *Z. Physik. chem.*, 32, 1933, p. 199.

(4) S. S. Harrison, *Phys. Rev.*, 93, 1954, p. 52.

(5) Des expériences ont été tentées pour des températures comprises entre 150 et 750° C.

Les résultats restent à préciser : on décèle des bandes mal définies au voisinage de 200° K et une évolution très rapide des produits.

En outre pour tous les produits étudiés il apparaît un phénomène parasite n'appartenant pas au type Debye : vers 270° K pics sur ε′ et ε″, dus vraisemblablement à l'eau orientée à la surface; cet effet a déjà été signalé pour d'autres poudres (M. FREYMANN et R. FREYMANN, *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 165.

(6) J. J. LANDER et D. G. THOMAS, *Colloque Garmisch*, septembre 1956.

(7) M.-L. BLANCHARD, J. LE BOT et H. CORNETEAU, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 451.

(8) B. HAGÈNE, H. CORNETEAU et M.-L. BLANCHARD, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 450 et 17, 1956, p. 806.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à la préparation et à l'identification par spectroscopie Raman des trois chlorobromoiodures de silicium IV.* Note (*) de Mme **MARIE-BERTHE DELHAYE-BUISSET**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'action du gaz bromhydrique sur $SiCl_3I$ donne des mélanges complexes dans lesquels la spectroscopie Raman permet d'identifier les trois chlorobromoiodures de silicium.

L'attaque du $SiCl_3I$ par du gaz bromhydrique a été réalisée vers 500° en présence de porcelaine poreuse. La condensation des vapeurs dans de la glace donne des liquides dont on fait le spectre Raman après décoloration par du cuivre en tube scellé.

La connaissance des spectres Raman des chlorobromures, chloroiodures et bromoiodures de Si permet d'identifier ces molécules dans les mélanges obtenus. Toutes ces molécules pentatomiques tétraédriques présentent une raie de valence ν_1 caractéristique, qui est fortement polarisée. En substituant un halogène de masse atomique plus élevée à un autre, la masse de la molécule croît, la fréquence diminue, les raies (en particulier ν_1) se rapprochent de l'excitatrice. On peut ainsi prévoir la place des fréquences ν_1 des nouvelles molécules relativement à celles des molécules voisines connues. Effectivement, des fréquences nouvelles apparaissent : 240, 263 et 298 cm^{-1}, correspondant aux trois chlorobromoiodures. Nous attribuons la fréquence 240 à $SiClBrI_2$ car elle est située entre les fréquences 276 de $SiCl_2I_2$ et 205 de $SiBr_2I_2$; de même la fréquence 263 située entre 288 de $SiClBr_3$ et 225 de $SiIBr_3$ est attribuée à $SiClBr_2I$; et la fréquence 298 est attribuée à $SiCl_2BrI$, elle est en effet située entre 326 de $SiCl_2Br_2$ et 276 de $SiCl_2I_2$. Dans la région où apparaissent les nouvelles fréquences, il n'y a pas, pour toutes les molécules envisagées de fréquences de déformation δ car elles se situent entre 63 cm^{-1} ($\delta_{1,2}$ de SiI_4) et 221 cm^{-1} ($\delta_{3,4,5}$ de $SiCl_4$); il n'y a pas de fréquences de valence autres que ν_1 dans cette région car elles se situent entre 405 cm^{-1} ($\nu_{2,3,4}$ de SiI_4) et 610 cm^{-1} ($\nu_{2,3,4}$ de $SiCl_4$).

Le tableau montre les fréquenees ν_1 des chlorobromures, des chloroiodures et des bromoiodures de Si, ainsi que les fréquences des nouvelles molécules.

Un premier essai de fractionnement par distillation a été effectué. L'enregistrement du spectre Raman des produits de tête ($t < 114°$) met en évidence la fréquence : 298 cm^{-1} de $SiCl_2BrI$; on y observe également les fréquences de $SiClBr_3$, $SiCl_2Br_2$, $SiCl_3I$ et $SiCl_3Br$.

168 220 276 333 424
SiI_4 1 2 3 4 5 $SiCl_4$

249 288 326 368 424
$SiBr_4$ 1 2 3 4 5 $SiCl_4$

168 186 205 225 249
SiI_4 1 2 3 4 5 $SiBr_4$

240 263 298
$SiClBrI_2$ $SiClBr_2I$ $SiCl_2BrI$

1: SiX_4 2: SiX_3Y 3: SiX_2Y_2 4: $SiXY_3$ 5: SiY_4

Tableau des fréquences ν_1 (cm^{-1}).

Les produits de queue révèlent après enregistrement du spectre Raman obtenu, l'existence des fréquences 263 cm^{-1} de $SiClBr_2I$ et 240 cm^{-1} de $SiClBrI_2$ aux côtés de celles de $SiBr_3I$, $SiBr_4$, $SiCl_2I_2$ et $SiClBr_3$.

Ces mélanges sont encore très complexes. Il faudrait en préparer de grandes quantités pour isoler les nouvelles molécules. Mais leur existence est dès à présent démontrée.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la décomposition du nitrate d'ammonium. Décomposition thermique du nitrate pur.* Note (*) de MM. **Georges Guiochon** et **Léon Jacqué**, présentée par M. Paul Pascal.

L'étude thermogravimétrique de la décomposition du nitrate d'ammonium pur à températures constantes, échelonnées entre 180 et 280° C, fournit des enregistrements sur lesquels on a séparé les effets dus à l'évaporation et à la décomposition. On en déduit la valeur de l'énergie d'activation et de la constante cinétique de la décomposition, réaction du premier ordre dans le domaine étudié (50 mg à 6 g).

La décomposition du nitrate d'ammonium par la chaleur a fait l'objet de nombreuses recherches, en raison, notamment, des incidents auxquels elle a pu donner lieu. Cependant, bien qu'il soit essentiel de connaître avec précision l'influence de la température sur la vitesse de décomposition, on ne possède que peu de mesures sur ce sujet, aussi bien pour le nitrate pur qu'en fonction des impuretés éventuelles. Shah et Oza ([1]), ainsi que A. J. B. Robertson ([2]) ont évalué la vitesse par le débit ou la pression des gaz dégagés par la décomposition; Wood et Wise ([3]) ont procédé par analyse chimique d'un échantillon préalablement chauffé en ampoule scellée.

Il a paru utile de reprendre cette étude, par thermogravimétrie. Nos premières séries d'expériences portent sur du nitrate d'ammonium pour analyse contenant en poids moins de cinq parties par million de Cl^- et 60 de NO_3H libre.

Nous enregistrons à des températures constantes, échelonnées entre 180 et 280°C, toutes supérieures au point de fusion (169,6°C), les variations de masse d'échantillons, placés dans des creusets cylindriques en « Pyrex ». Les masses initiales étaient : — 6 g, 1 g et 0,2 g, dans un creuset de 16 mm de diamètre intérieur, — 0,2 et 0,05 g, dans des creusets de 9 et 5 mm de diamètre.

Le four d'une balance Chevenard, préalablement mis en température, est amené à la hauteur de l'échantillon. Après une courte période de mise en régime, la courbe d'enregistrement révèle une vitesse de perte de poids qui, en général, décroît d'une manière continue et qui, à la disparition de l'échantillon, paraît tendre vers une limite finie.

Le dépouillement des enregistrements doit tenir compte de la superposition de deux phénomènes : évaporation et décomposition. La vitesse d'évaporation est fonction de la surface libre, peu variable pendant la majeure partie de l'essai, ainsi que de la différence entre la tension de vapeur du nitrate et sa pression partielle dans le four; cette différence varie elle-même peu, en raison surtout de la recondensation des vapeurs dans les zones froides du four. Ainsi, la vitesse d'évaporation doit peu varier au cours d'une expérience. On en trouvera, plus loin, la confirmation.

Les travaux cités ([2]) et ([3]) paraissent établir que la décomposition est du premier ordre; on peut alors poser, pour la vitesse totale de perte de poids :

$$V = km + h(s),$$

k étant la constante cinétique de décomposition et $h(s)$ la vitesse d'évaporation, fonction de la surface s.

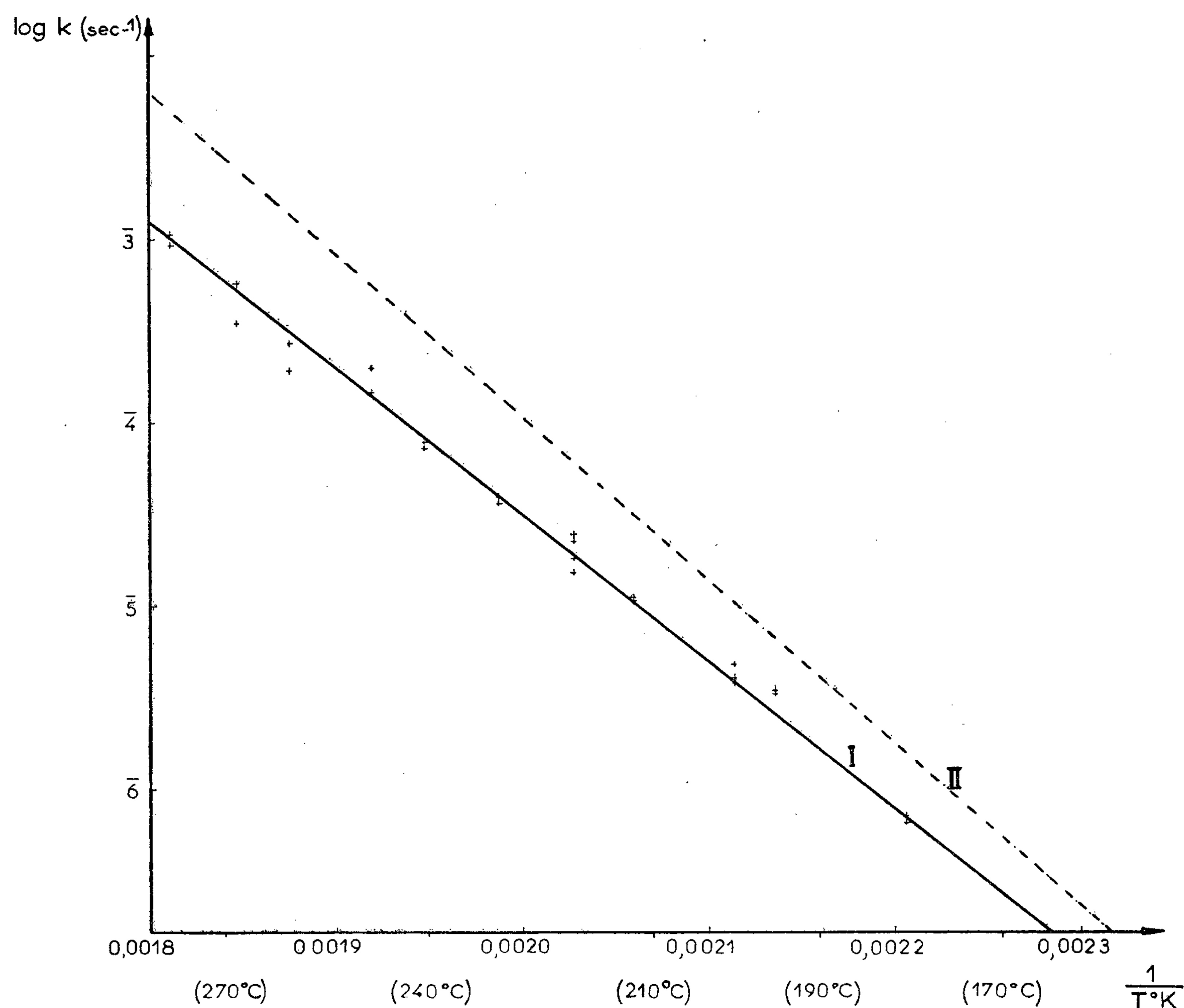
Si l'on détermine par dérivation graphique les valeurs V_1 et V_2, pour deux masses m_1 et m_2, on a

$$k = \frac{V_1 - V_2}{m_1 - m_2}.$$

Chaque enregistrement d'une quinzaine d'expériences portant sur 200 mg a

fourni trois valeurs de V et deux valeurs de k en accord satisfaisant. Parallèlement, on a, pour chaque courbe, trois valeurs de h dont l'accord paraît justifier l'hypothèse de la constance de la vitesse d'évaporation.

En fonction de $1/T$, les valeurs expérimentales de $\log k$ donnent des points sensiblement alignés pour l'intervalle de température étudié. On a donc pris, comme loi représentative, la droite des moindres carrés (*fig.* 1).



Pour confirmer l'hypothèse de la réaction du premier ordre, nous avons réalisé d'autres séries d'essais avec des échantillons, soit de masse inférieure (0,05 g), soit de masses supérieures (1 g, 6 g). Les valeurs trouvées pour k se situent, généralement près de la droite déjà tracée. On doit, toutefois, faire les remarques suivantes :

1° Pour les échantillons de 50 mg, les points sont plus dispersés, mais la droite des moindres carrés reste sensiblement la même. La dispersion doit résulter de l'augmentation de l'erreur relative due aux faibles variations de masse. Bien entendu, avec le creuset de 9 mm utilisé pour cette série, les valeurs de $h(s)$ sont différentes de celles données par le creuset de 16 mm; mais elles concordent bien entre elles.

2° Pour les échantillons de 1 g, dont la décomposition totale serait très longue, surtout aux plus basses températures, les enregistrements ont été limités à une perte de 200 à 400 mg.

a. Pour les échantillons de 1 g, compte tenu de la variation relative de V, on n'a pu déterminer correctement, pour chaque essai, qu'une valeur de k; les valeurs trouvées sont en bon accord avec celles des essais sur 0,2 g. Il en est de même des valeurs de $h(s)$.

b. Pour les essais sur 6 g, après une mise en régime plus longue, la trop faible variation de V conduit à déterminer k par les pentes des tangentes successives sur la courbe d'enregistrement, en admettant que le terme $h(s)$ soit le même que pour 0,2 et 1 g; d'ailleurs, $h(s)$ n'est, ici, qu'environ 1/10^e de km.

Les valeurs de k correspondant au début de la courbe d'enregistrement sont sensiblement inférieures à celles données par les échantillons de 0,2 et 1 g. Elles se rapprochent de ces dernières au long de la courbe.

Il semble qu'il s'agisse d'un retard à la mise en régime qui pourrait s'expliquer par la solubilité des produits de décomposition dans la couche de nitrate fondu; l'épaisseur de celle-ci devient, en effet, importante par rapport à la surface libre. Cette interprétation aura à être confirmée.

L'ensemble des résultats de la thermogravimétrie, sur des prises d'essais variant dans le rapport de 1 à 120, donne, pour la vitesse de décomposition thermique du nitrate d'ammonium pur, des résultats assez cohérents pour en déduire l'expression k (en s^{-1}) :

$$k = k_0\, e^{-\frac{E}{RT}} = 10^{11,5}\, e^{-\frac{36\,500}{RT}}.$$

La valeur E = 36 500 cal/mole peut être, en raison des erreurs expérimentales ou graphiques, entachée d'une imprécision d'environ ± 1800 cal. Les valeurs de k fournies par l'expression ci-dessus correspondent, en fait, à une constante apparente de la vitesse de décomposition; la valeur absolue résulterait d'une correction due à l'entraînement de nitrate d'ammonium par les gaz de décomposition; un calcul approché donnerait, ainsi, pour l'énergie d'activation, une valeur corrigée d'environ 35 000 cal.

Toutefois, c'est par rapport à la constante apparente que devra être évaluée l'influence des impuretés susceptibles d'accélérer la décomposition.

La constante d'activation apparente $E = 36\,500 \pm 1800$ cal/mole, trouvée par nous, est assez voisine de celle de Robertson ($40\,500 \pm 2\,500$; droite II de la *fig*. 1). Par contre, nos valeurs de k sont nettement inférieures aux siennes, ce qui semble dû à ce que nous avons séparé les phénomènes de décomposition et d'évaporation, contrairement au cas de ses expériences.

(*) Séance du 28 janvier 1957.
(1) *J. Chem. Soc.*, **141**, 1932, p. 725.
(2) *J. S. C. I.*, **67**, 1948, p. 221.
(3) *J. Chem. Phys.*, **23**, 1954, p. 693.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur le spectre hertzien d'orientation de l'éthyl-2 hexanol-1.* Note (*) de M. **Robert Wemelle**, transmise par M. Gaston Dupouy.

Les différents domaines de dispersion de l'éthyl-2 hexanol-1 (à l'état liquide) sont examinés à des températures comprises entre — 65 et + 45° C dans la bande de fréquences 100-10 000 MHz.

Dans le cadre d'une étude de la corrélation entre les propriétés diélectriques et la structure de quelques alcools isomères en C_8, nous présentons les résultats obtenus avec l'éthyl-2 hexanol-1, entre 100 et 10 000 MHz dans un intervalle de températures compris entre — 65 et + 45° C.

Les dispositifs expérimentaux ont été décrits par ailleurs (1).

L'échantillon examiné a été préparé par crotonisation de l'aldéhyde *n*-butyrique (2) puis hydrogénation de l'aldéhyde insaturé obtenu.

L'analyse des résultats a été effectuée, selon les phénomènes rencontrés, soit par les représentations linéaires : $\varepsilon' = \varphi(f\varepsilon'')$ et $\varepsilon' = \varphi(\varepsilon''/f)$ proposées par Cole (3) soit par le diagramme circulaire $\varepsilon'' = \varphi(\varepsilon')$ de Cole et Cole (4).

On observe un *premier domaine de dispersion* obéissant aux relations linéaires précitées et correspondant, par conséquent, à un phénomène *à temps de relaxation unique*.

La variation, en fonction de la température, des paramètres caractérisant ce domaine apparaît dans le tableau I.

Tableau I.

Température (°C).	$\varepsilon'_{0,1}$.	$f_{c,1}$.	$\varepsilon'_{\infty,1}$.
+45	6,44	390 MHz	3,10
+25	7,58	100 »	3,10
0	10,44	15,5 »	3,10
—25	14,45	1,4 »	3,10
—45	17,80	154,7 kHz	3,10
—65	20,90	16,65 »	3,10

En retranchant des valeurs expérimentales les valeurs calculées à partir des données de ce tableau, on obtient des valeurs de ε' et ε'' qui ne se prêtent pas aux représentations linéaires. La construction des diagrammes circulaires de Cole et Cole indique *un second domaine de dispersion* possédant *une distribution des temps de relaxation*.

La détermination de ce domaine à +45 et +25° C est peu précise, les fréquences critiques étant supérieures à 10 000 MHz.

Le tableau II indique les valeurs de $\varepsilon'_{0,2}$, $f_{c,2}$, $\varepsilon'_{\infty,2}$ et α (caractérisant la distribution des temps de relaxation) pour les températures inférieures à +25° C.

TABLEAU II.

Température (° C).	$\varepsilon'_{0,2}$.	$f_{c,2}$ (MHz).	$\varepsilon'_{\infty,2}$.	α.
0	3,10	254,7	2,47	0,296
—25	3,13	36,3	2,47	0,321
—45	3,285	4,97	2,46	0,374
—65	3,64	0,503	2,49	0,386

On remarquera que, pour les températures inférieures à 0°, les arcs de Cole et Cole sont incomplets et que les valeurs de $\varepsilon'_{0,2}$ sont supérieures à celles de $\varepsilon'_{\infty,1}$. Il semble donc qu'on puisse affirmer avec Brot ([5]) que les différents domaines de dispersion correspondent à des phénomènes en série et non en parallèle.

Le *troisième domaine* apparaît, pour des températures inférieures à 0° C, en soustrayant des valeurs expérimentales les contributions des domaines précédents.

L'étendue de ce domaine est faible et *la distribution des temps de relaxation y devient importante*.

TABLEAU III.

Température (° C).	$\varepsilon'_{0,3}$.	$f_{c,3}$ (MHz).	$\varepsilon'_{\infty,3}$.	α.
—25	2,47	3 500	2,17	0,474
—45	2,46	935	2,18	0,423
—65	2,615	240	2,205	0,529

La valeur de $\varepsilon'_{0,3}$ à — 65°C, supérieure à celle de $\varepsilon'_{\infty,2}$ indique encore un phénomène en série. Les variations irrégulières de α résultent de l'accumulation sur le troisième domaine des erreurs expérimentales.

La représentation de $\log f_c$ en fonction de $1/T$ permet d'obtenir la valeur de l'énergie d'activation E du processus de relaxation ([6]).

On obtient respectivement pour les trois domaines de dispersion :

E_1	8,92	kcal/mole
E_2	7,71	»
E_3	4,94	»

Il est intéressant de comparer ces résultats avec ceux obtenus par différents auteurs pour l'octanol normal :

TABLEAU IV.

Température (°C).	Domaine 1.			Domaine 2.			Domaine 3.		
	ε'_0.	f_c.	ε'_∞.	ε'_0.	f_c.	ε'_∞.	ε'_0.	λ_c.	ε'_∞.
+50.......	–	–	–	–	–	–	2,56	0,3	2,17 (5)
+49.......	7,80	380	3,10 (7)	–	–	–	–	–	–
+25.......	9,85	117	3,10 (7)	–	–	–	–	–	–
+20.......	10,35	90	3,05 (1)	3,05	500	2,35 (1)	2,52	0,5	2,21 (5)
	10,30	–	3,10 (7)	3,10	–	2,39 (8)	–	–	–
+ 0,7.....	12,00	31,5	3,10 (7)	–	–	–	–	–	–
0.......	–	–	–	–	–	–	2,48	0,7	2,24 (5)
−15.......	13,40	14,5	3,10 (7)	–	–	–	2,46	0,9	2,30 (5)

Les fréquences critiques sont indiquées en mégahertz, les longueurs d'ondes critiques en centimètres.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

(1) A. LEBRUN, *Thèse Doctorat*, Lille, 1953.

(2) R. WEMELLE, *XIVe Congrès Chimie pure et appliquée*, Zurich, 1955.

(3) R. H. COLE, *J. Chem. Phys.*, 23, 1955, p. 493.

(4) K. S. COLE, et R. H. COLE, *J. Chem, Phys.*, 9, 1941, p. 341.

(5) C. BROT, *Thèse Doctorat*, Paris, juin 1956.

(6) GLASSTONE-EYRING, *Theorie of rate process* (Mc Graw Hill, 1941, p. 547).

(7) Mme DALBERT, *Thèse Doctorat*, Paris, 1952.

(8) BRUMA, *Thèse Doctorat*, Paris, 1952.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Sur la structure électronique du circumanthracène.* Note (*) de Mme **JEANNE BAUDET** et M. **BERNARD PULLMAN**, présentée par M. Louis de Broglie.

Clar et al. (1) viennent d'annoncer la préparation d'un nouvel hydrocarbure hautement condensé, *le circumanthracène* (I), se présentant sous forme d'aiguilles noires. Cette préparation paraît importante car le circumanthracène prolonge l'intéressante série du coronène et de l'ovalène (2) et son étude physicochimique est donc appelée à coup sûr à se développer rapidement. Sa formation paraît devoir apporter aussi des informations nouvelles sur le processus de graphitisation contrôlée.

Dans notre laboratoire, nous disposions de calculs non publiés (effectués par la méthode des orbitales moléculaires) relatifs à (I), ces calculs faisant partie d'une recherche plus vaste, dont il sera rendu compte dans une publication ultérieure, sur la structure des hydrocarbures polybenzéniques *très volumineux*, assimilables au graphite (3).

Étant données les circonstances, nous avons jugé utile de publier dès maintenant les résultats relatifs à (I).

Le tableau reproduit les énergies des orbitales moléculaires dans (I) avec et

sans recouvrement (en unités β et γ respectivement), la figure 1 donne la distribution des indices mobiles et de valence libre, la figure 2 indique les distances interatomiques prévues.

	Orbitales liantes			Orbitales antiliantes	
Symétrie.	en β.	en γ.	Symétrie.	en β.	en γ.
A_xA_y	0,2131	0,2023	S_xA_y	—2,7761	—9,0725
S_xA_y	0,5813	0,5075	A_xA_y	—2,5611	—7,1193
S_xS_y	0,6520	0,5606	S_xS_y	—2,3478	—5,6843
A_xS_y	0,7345	0,6206	S_xA_y	—2,2363	—5,0720
A_xA_y	0,9317	0,7556	A_xS_y	—2,1065	—4,4499
A_xS_y	1,0000	0,8000	A_xA_y	—1,8458	—3,4275
S_xA_y	1,0875	0,8550	S_xS_y	—1,7545	—3,1254
S_xS_y	1,1247	0,8779	S_xA_y	—1,7504	—3,1123
S_xA_y	1,1881	0,9160	A_xA_y	—1,4933	—2,3828
A_xA_y	1,3834	1,0279	S_xA_y	—1,4197	—2,2009
S_xS_y	1,4197	1,0478	A_xS_y	—1,3834	—2,1149
A_xS_y	1,4933	1,0873	S_xS_y	—1,1881	—1,6901
S_xS_y	1,7504	1,2176	S_xA_y	—1,1247	—1,5647
S_xA_y	1,7545	1,2196	S_xS_y	—1,0875	—1,4935
A_xS_y	1,8458	1,2630	A_xA_y	—1,0000	—1,3333
A_xA_y	2,1065	1,3798	A_xS_y	—0,9317	—1,2145
S_xS_y	2,2363	1,4344	A_xA_y	—0,7345	—0,8998
S_xA_y	2,3478	1,4795	S_xA_y	—0,6520	—0,7789
A_xS_y	2,5611	1,5614	S_xS_y	—0,5813	—0,6801
S_xS_y	2,7761	1,6387	A_xS_y	—0,2131	—0,2251

Ces résultats nécessitent quelques commentaires, en particulier au sujet de la comparaison de (I) avec le coronène et l'ovalène. Ainsi l'indice de liaison

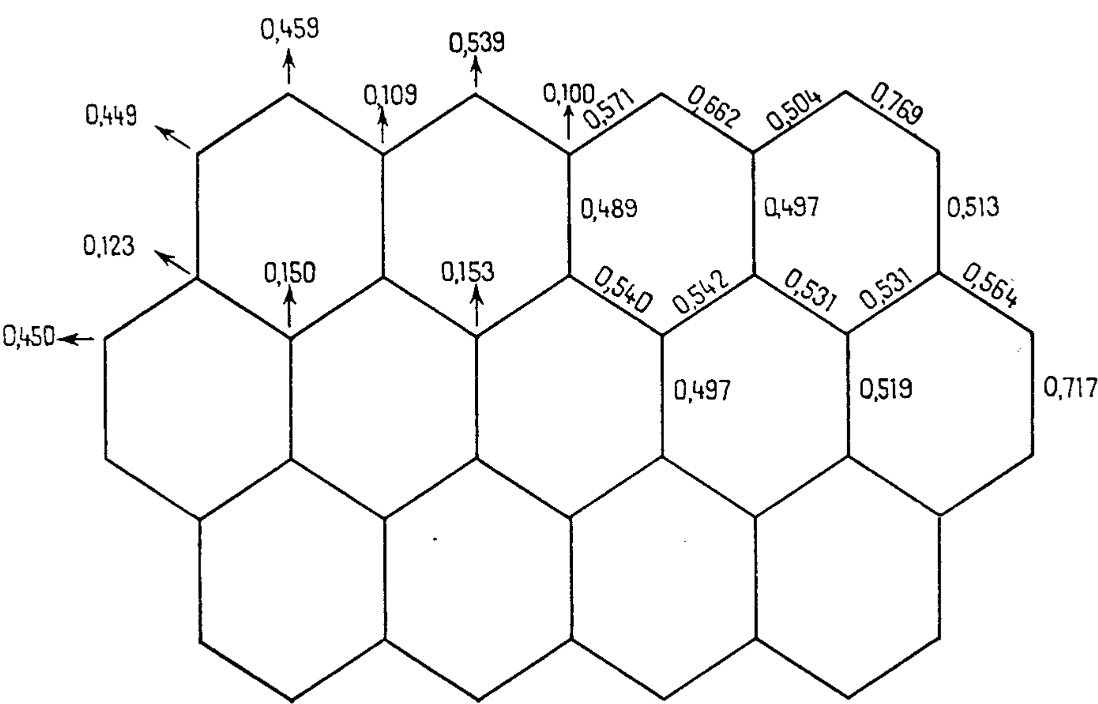


Fig. 1.

moyen décroît régulièrement dans la série coronène (0,576), ovalène (0,567), circumanthracène (0,561). Il en est de même de la valeur de la valence libre

moyenne (0,292, 0,279 et 0,273 respectivement). Néanmoins l'indice de liaison *maximum* ainsi que l'indice de valence libre *maximum croissent* régulièrement dans les mêmes conditions (valeurs égales respectivement à 0,745, 0,763, 0,769 et 0,449, 0,524, 0,539). La réactivité chimique des corps précités vis-à-vis des

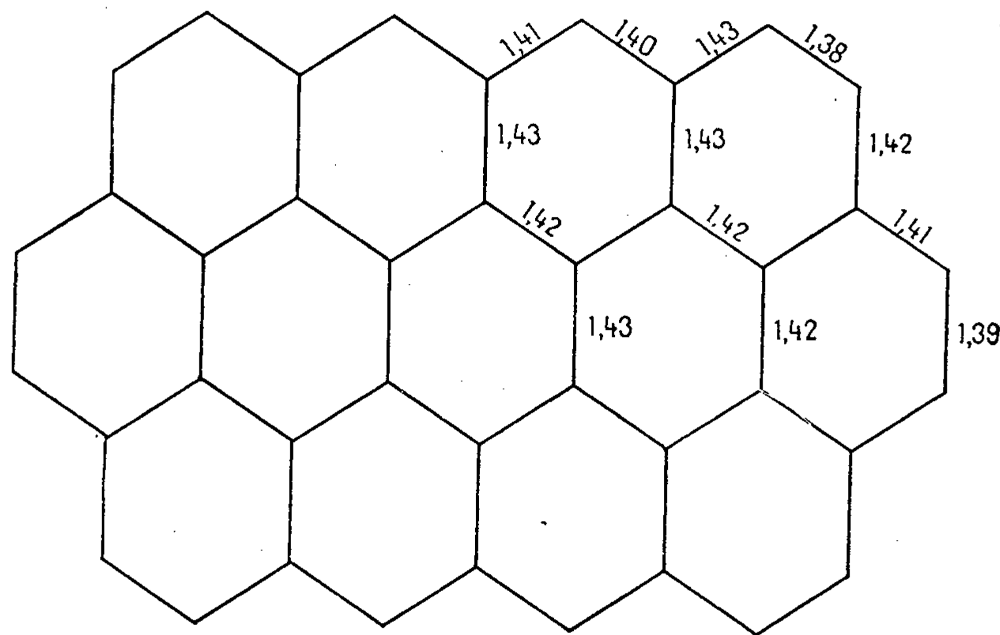
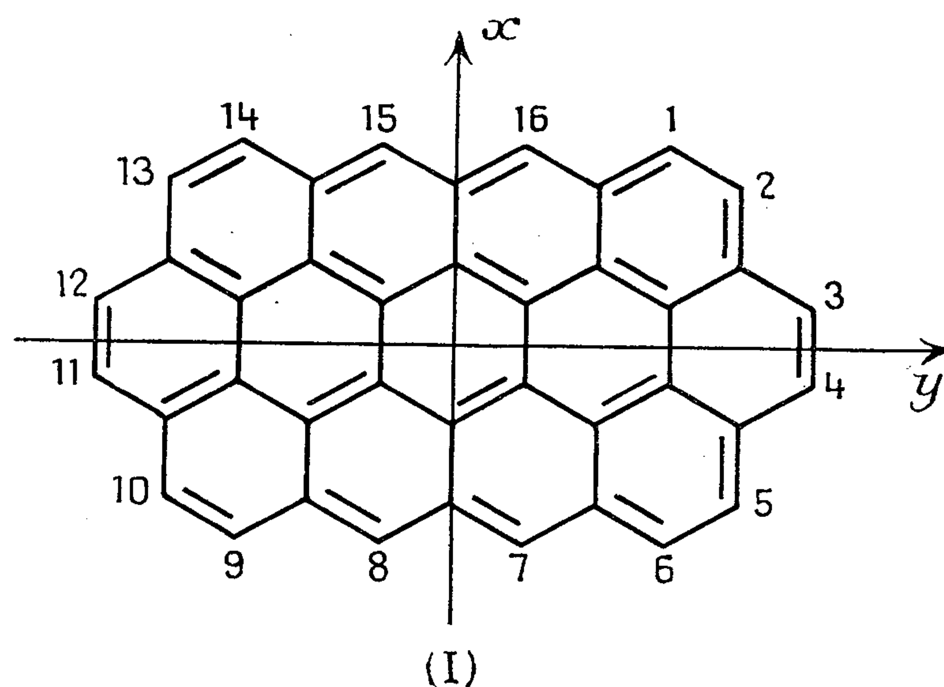


Fig. 2.

substitutions et des additions en *ortho* doit donc *croître* régulièrement d'une façon comparable à celle des acènes et même *numériquement* d'une façon comparable à celle des acènes correspondant à la chaîne périphérique de ces composés.

L'énergie de résonance moyenne par carbone croît régulièrement dans la série (0,441, 0,453 et 0,459 β respectivement). Avec $\beta = 18$ kcal, cette énergie vaut 8,25 kcal dans (I) et est donc déjà à mi-chemin entre sa valeur expérimentale dans le benzène et le graphite ([4]).



(I)

L'espacement moyen des niveaux décroît en revanche régulièrement et rapidement dans la série (0,19, 0,16 et $0{,}13_5$ β). La valeur relativement faible des énergies de la plus haute orbitale occupée et de la plus basse orbitale libre

de (I) permettent de prévoir un potentiel d'ionisation moléculaire relativement faible (environ 5,5 eV) ([5]), un potentiel de réduction relativement bas, de l'ordre de 0,8 V ([6]) et une affinité électronique élevée de l'ordre de 3,5 eV ([5]). La faible séparation entre les deux orbitales que nous venons de considérer laisse aussi prevoir une transition N→T faible (0,96 eV) ([7]) et, par suite, une conductivité électrique élevée, avec une énergie d'activation de l'ordre de grandeur du volt ([8]).

Finalement, l'extrapolation des résultats théoriques et expérimentaux relatifs au coronène et à l'ovalène ([9]) permet de prévoir pour (I) une anisotropie diamagnétique égale à environ 15 fois l'anisotropie du benzène.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

([1]) E. Clar, W. Kelly, J. M. Robertson et M. G. Rossmann, *J. Chem. Soc.*, 1956, p. 3878.

([2]) Pour une revue de propriétés de ces composés, *voir* B. Pullmann et A. Pullman, *Les théories électroniques de la Chimie organique*, Masson, Paris, 1952.

([3]) Selon les résultats de M. Bradburn, C. A. Coulson et G. S. Rushbrooke (*Proc. Roy. Soc. Edin.*, 62, 1948, p. 336) le circumanthracène ne saurait être assimilé à une couche graphitique. En effet, selon ces auteurs, une couche de noyaux benzéniques condensés ne peut être assimilée au graphite qu'à partir d'environ 50 atomes de carbones disposés de façon à avoir au moins deux et de préférence trois hexagones dans chaque direction, ce qui correspondrait à une surface égale à environ 100 Å². Or le circumanthracène ne contient que 40 carbones et sa surface est égale à 65 Å² seulement.

([4]) Pour la valeur relative au graphite, *voir* G. M. Barrow, *J. Chem. Phys.*, 1954, 22, p. 953 et G. S. Colladay, *J. Chem. Phys.*, 1956, 24, p. 2085.

([5]) D'après la courbe étalon de F. A. Matsen, *J. Chem. Phys.*, 24, 1956, p. 602.

([6]) Dans les conditions de L. Bergmann, *Trans. Far. Soc.*, 1954, 50, p. 829.

([7]) *Voir* G. G. Hall, *Proc. Roy. Soc.*, 1952, A 213, p. 113.

([8]) D. C. Northrop et O. Simpson, *Proc. Roy. Soc.*, 1956, A 234, p. 124.

([9]) M. T. Rogers, *J. Amer. Chem. Soc.*, 1947, 69, p. 1506; H. Akamatu et Y. Matsunaga, *Bull. Chem. Soc. Japon*, 1953, 26, p. 364; R. Pauncz et F. Berencz, *Acta Chim. Akad. Scient. Hungaricæ*, 1952, 2, p. 375; G. Berthier, M. Mayot, A. Pullman et B. Pullman, *J. Phys. Rad.*, 13, 1952, p. 15; R. McWeeny, *Proc. Phys. Soc.*, 66, 1953, p. 714.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les solutions de molybdène trivalent.* Note (*) de MM. **Lucien Guibé** et **Pierre Souchay**, présentée par M. Georges Chaudron.

Ces solutions ont été préparées par réduction électrolytique, sur cathode de mercure, de Mo 0,1 M en solutions chlorhydriques d'acidité variable (0,5 à 11 N) ([1]). Lors des manipulations les précautions voulues contre l'oxydation par l'air furent prises.

1. Les solutions très acides sont rouges. D'après les sels qui en cristallisent, elles renferment les ions $MoCl_6^{\equiv}$ [2,3] et $MoCl_5(H_2O)^{--}$. Le sel de cæsium correspondant à ce dernier, rose et stable à l'air, se prépare en ajoutant CsCl à une solution 6 N; sa solubilité est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-3}$ mol/l.

2. Les solutions moins acides (4—6 N) sont oranges; leur spectre (*fig.* 1) est voisin, quoique différent de celui des précédentes. Nous pensons qu'elles renferment un ion hydroxo en équilibre avec les précédents :

$$MoCl_5(OH)^{\equiv} \rightleftharpoons MoCl_5(H_2O)^{--} + H^{+}.$$

En effet, une solution peu acide du sel Cs récemment préparée présente les deux bandes nettes des solutions rouges, mais elle évolue par la suite vers le spectre des solutions oranges.

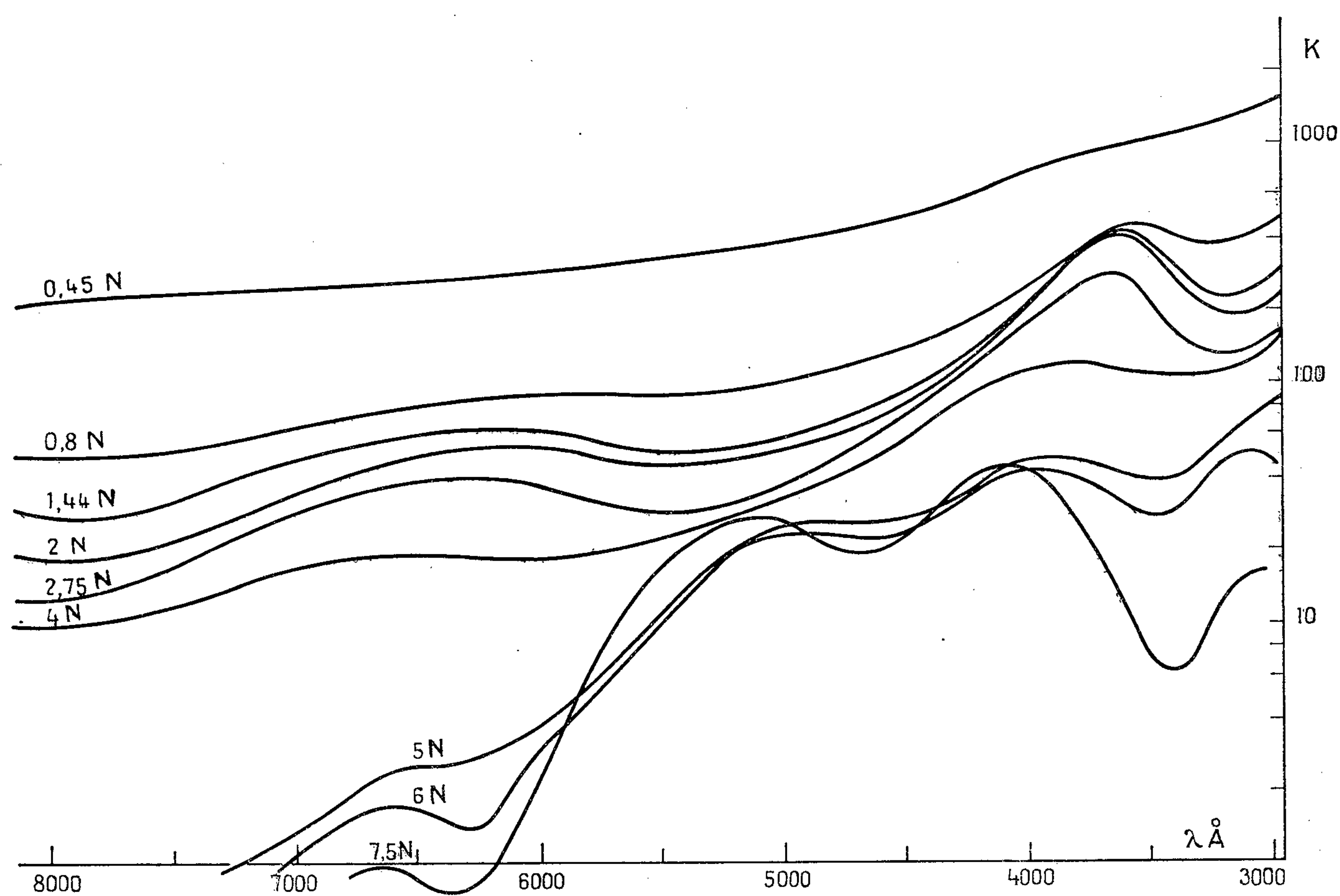


Fig. 1. — Spectres d'absorption de Mo''' en milieu chlorhydrique.
(Concentration 0,1 en Mo.)

3. Les solutions de 3 à 0,5 N sont vertes, puis brunes. Elles manifestent une absorption continue, sans bandes, qui croît quand l'acidité diminue.

a. L'espèce verte est un cation et ne contient pas d'ion Cl^- car les solutions obtenues dans BF_4H, même de forte concentration, présentent les mêmes caractères.

b. Par diminution d'acidité, on obtient les composés bruns, constitués vraisemblablement par des ions de condensation croissant de façon continue, jusqu'à précipitation de l'hydroxyde. Ce comportement rappelle étroitement celui des solutions de Cr^{+++} et Al^{+++} mais il a lieu dans une zone plus acide, en raison de la faible basicité de $Mo(OH)_3$.

4. Les solutions vertes ne sont pas stables, elles évoluent lentement soit vers la forme orange (acidité > 2 N) soit vers la forme brune (acidité < 2 N). Les

solutions 2N semblent les plus stables : au bout de 1 mois leur absorption ne varie que de 15 %.

Par dilution des solutions rouges en vue de diminuer leur acidité, on obtient les solutions oranges, puis brunes, sans passer par la forme verte.

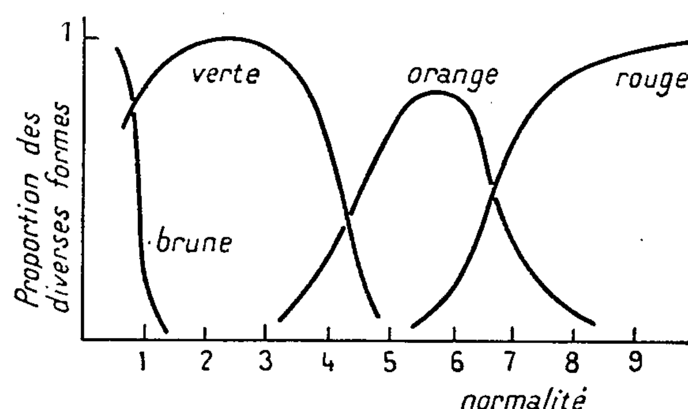


Fig. 2. — Domaines d'existence des diverses formes du molybdène trivalent en milieu chlorhydrique. (Concentration 0,1 en Mo.)

Hydrolyse du sel de Cs. — 1° L'évolution d'une solution 4.10^{-3} est représentée sur la figure 3 où l'on a porté, en fonction du temps, l'absorption à 450 mμ et — log(H^+) où (H^+) désigne la concentration en ions H^+.

Dans une première phase, — log(H^+) atteint en 15 mn la valeur 2,80, ce qui correspond à 0,4 ion H^+ libéré, et non 1 comme le voudrait la réaction d'hydrolyse; peut-être faut-il invoquer la présence d'ions acides tel $MoCl_5(OH)H^{--}$.

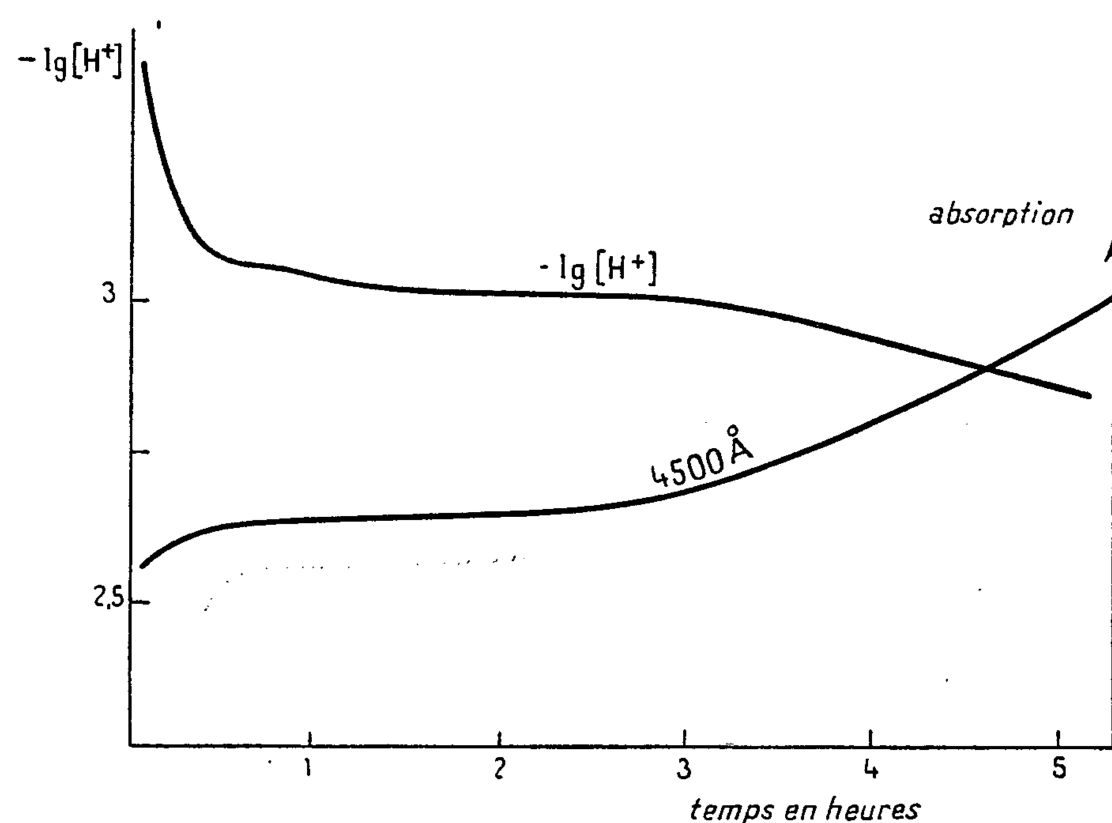


Fig. 3. — Évolution avec le temps du sel de césium en solution aqueuse.

Quoi qu'il en soit, — log(H^+) reste stationnaire pendant 2 h, puis se remet à décroître continuellement, pour se fixer à 1,94 au bout de 24 h, ce qui correspond à l'hydrolyse totale en HCl et $Mo(OH)_3$.

L'absorption suit une marche parallèle, mais les mesures sont arrêtées au bout de quelques heures, par apparition du précipité de $Mo(OH)_3$.

2° La courbe de titrage potentiométrique par NaOH des solutions vieillies précédentes se confond, bien entendu, avec celle de ClH à concentration égale.

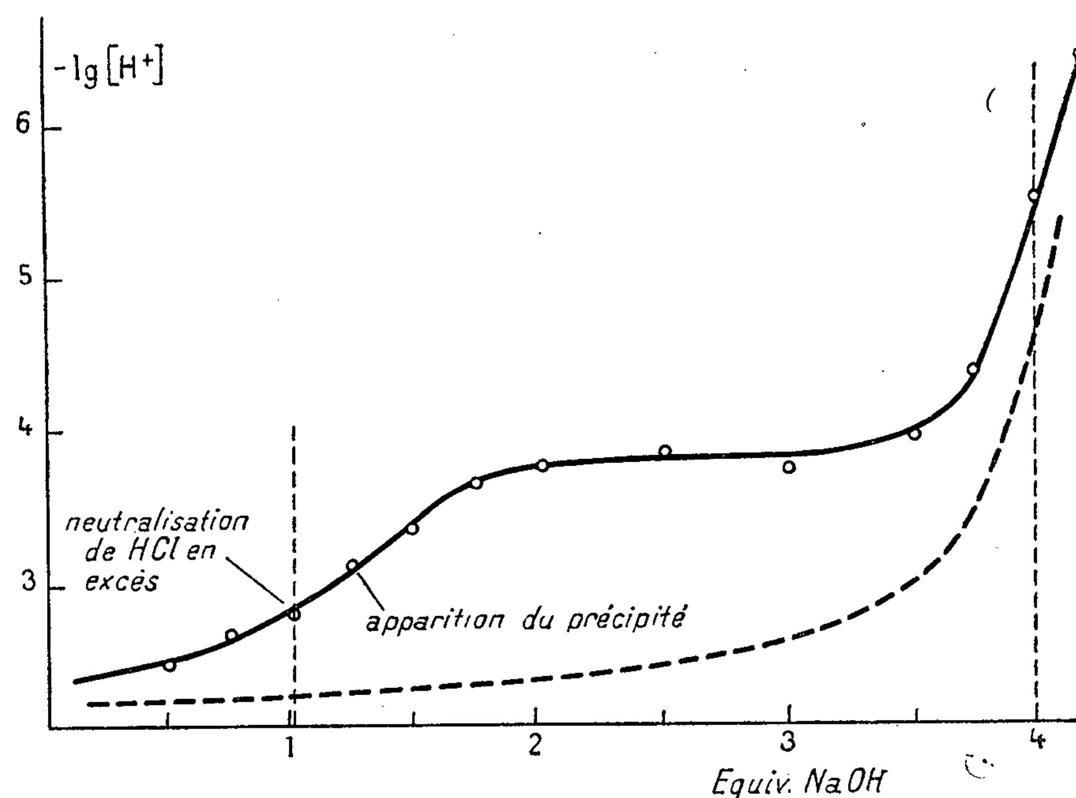


Fig. 4. — Titrage du sel de césium par la soude.
(Solution 4.10^{-3} en sel Cs et 4.10^{-3} en ClH.)

Par contre, le titrage d'une solution récente du sel dans HCl dilué donne, après neutralisation du HCl ajouté (qui se traduit par un premier point d'équivalence) une région tamponnée vers pH 4 où se produit la précipitation de $Mo(OH)_3$, suivie par un deuxième point d'équivalence marquant la précipitation totale de l'hydroxyde (*fig.* 4). Cette valeur du pH de précipitation, relativement élevée, si l'on songe à la très faible basicité de $Mo(OH)_3$, montre le caractère fortement complexe des molybdochlorures.

Le comportement polarographique sera examiné prochainement.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) CHILESOTTI, *Z. Elektroch.*, 12, 1906, p. 161; FOERSTER, FRICKE et HAUSSWALD, *Z. Physik. Chem.*, 146, 1930, p. 177.

(2) CHILESOTTI, *Gazz. chim. Ital.*, 33, 1903, p. 357.

(3) BUCKNALL, CARTER et WARDLAW, *J. Chem. Soc.*, 1927, p. 513.

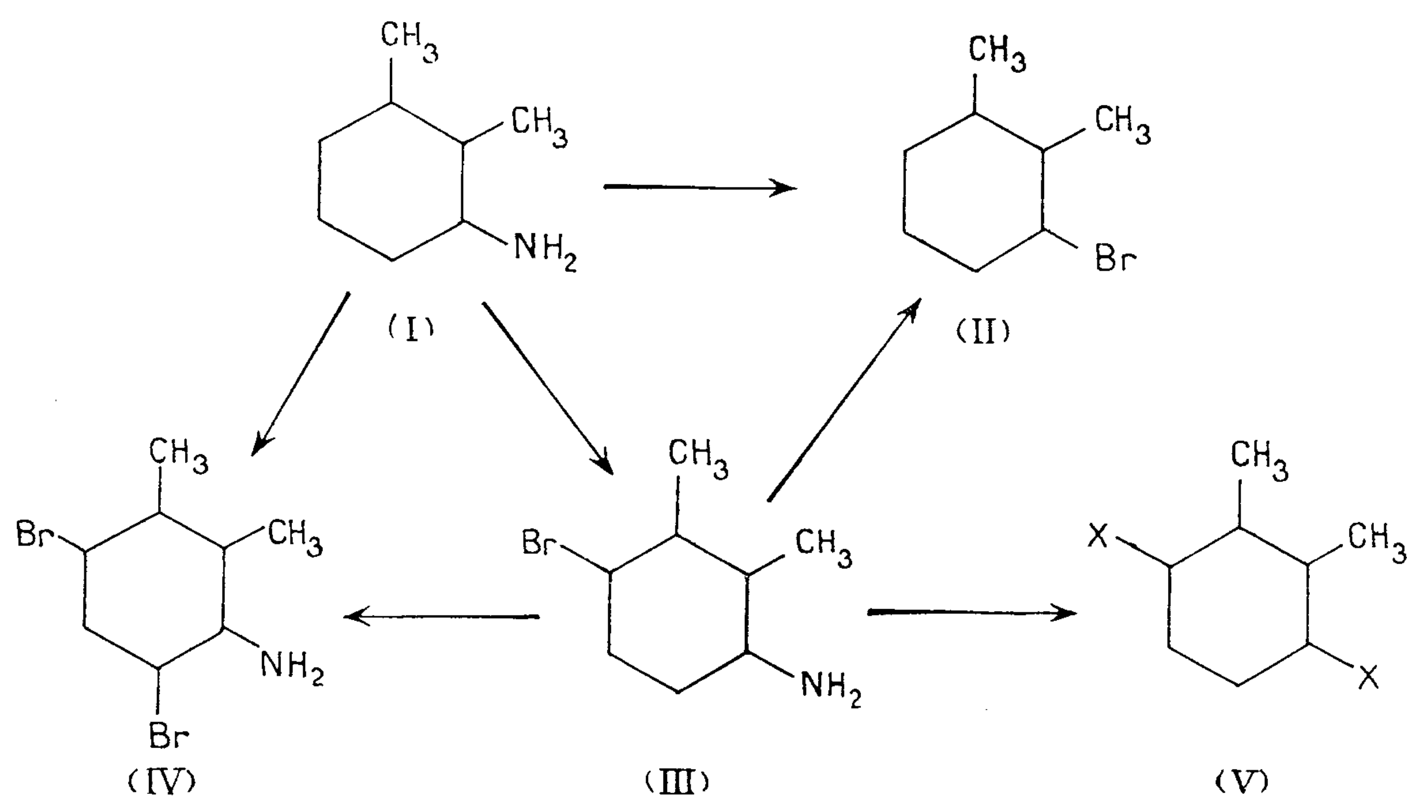
CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'acide diméthyl-2.3 téréphtalique*. Note (*) de MM. **MARC CACHIA** et **HENRI WAHL**, présentée par M. Marcel Delépine.

On a préparé ce diacide par saponification du dinitrile, lui-même obtenu par action du cyanure cuivreux sur le dérivé dibromé correspondant. Ceci a amené à étudier la bromation de l'amino-3 diméthyl-1.2 benzène et à identifier les produits formés : brom-6 et dibrom-4.6 amino-3 diméthyl-1.2 benzène.

A l'occasion de recherches ([1]) sur les dérivés substitués du « térylène » (polytéréphtalate d'éthylène glycol), nous avons cherché à préparer de grandes quantités des trois acides diméthyl téréphtaliques isomères, et nous avons constaté que l'isomère diméthyl-2.3 ne fait l'objet d'aucune mention dans la littérature. Le mode opératoire qui nous a paru le plus avantageux pour obtenir commodément ce composé ainsi que les deux isomères déjà connus, consiste à traiter les dérivés *p*-dibromés par le cyanure cuivreux en présence de pyridine. Les *p*-dinitriles ainsi obtenus conduisent ensuite aux diacides par hydrolyse.

Or, le dibrom-3.6 diméthyl-1.2 benzène nécessaire, n'a fait l'objet d'aucun travail et est inconnu. Il en est de même de l'amino-3 brom-6 diméthyl-1.2 benzène, à partir duquel on peut espérer l'obtenir facilement. Nous avons donc été obligés de combler ces lacunes.

En faisant réagir le brome sur une suspension de bromhydrate d'amino-3 diméthyl-1.2 benzène (I) (dérivé acétylé F 134°) dans l'acide bromhydrique aqueux, il se forme un mélange de deux bromhydrates, dont l'un (A) est cristallisable dans l'eau sans hydrolyse apparente (Rdt 70 %), tandis que l'autre est totalement hydrolysé à l'ébullition en une base (B) (Rdt 30 %).



Le bromhydrate (A) conduit par alcalinisation à une amine cristallisable sous forme de cubes F 33° (heptane), dont la composition centésimale est celle d'une monobromxylidine. (Analyse : $C_8H_{10}NBr$, calculé %, N 7,00; Br 40,00; trouvé % respectivement, N 7,00; Br 40,37),

Cette base a été caractérisée par les dérivés suivants :

Dérivé acétylé F 162° (Analyse : $C_{10}H_{12}ONBr$, calculé %, N 5,78; trouvé %, N 5,82).

Dérivé diacétylé F 100° (Analyse : $C_{12}H_{14}O_2NBr$, calculé %, N 4,93, Br 28,16; trouvé % respectivement, N 5,01; Br 28,03).

Dérivé benzoylé F 244° (Analyse : $C_{15}H_{14}ONBr$, calculé %, N 4,60; trouvé %, N 4,66).

Picrate F 204° (Analyse : $C_{14}H_{13}O_7N_4Br$, calculé %, N 13,05; trouvé %, N 13,03).

La position du brome a été déterminée en transformant cette amine en carbure bromé par réduction de son sel de diazonium à l'aide de l'acide hypophosphoreux. Le monobrom-diméthyl-1.2 benzène ainsi obtenu est identique au brom-3 diméthyl-1.2 benzène (II) authentique préparé par la réaction de Sandmeyer à partir de l'amino-3 diméthyl-1.2 benzène (I). ($É_7$ 70°, $É_{760}$, 212°, d_4^{15} 1,3660, n_D^{18} 1,5605). L'identité des deux bromxylènes est confirmée par l'identité de leurs dérivés dinitrés F 116° (alcool) (Analyse : $C_8H_7O_4N_2Br$ calculé %, N 10,18; trouvé %, N 10,17).

La bromation de l'amino-3 diméthyl-1.2 benzène conduit donc au brom-6 amino-3 diméthyl-1.2 benzène (III).

L'action du brome sur l'amine (III) conduit à une amine identique au produit (B), dont la composition est celle d'une dibromxylidine cristallisant en aiguilles incolores F 56° (heptane). (Analyse : $C_8H_9NBr_2$, calculé % N 5,02; Br 57,34; trouvé respectivement, N 5,11; Br 57,70). Celle-ci a déjà été décrite par Jaeger et Blanksma ([2]) qui ont admis sans preuve certaine qu'il s'agit de dibrom-4.6 amino-3 diméthyl-1.2 benzène (IV) et n'en ont décrit aucun dérivé.

L'identité des deux tribromxylènes préparés par ces auteurs à partir des amino-3 et amino-4 diméthyl-1.2 benzènes prouve qu'un brome est fixé en ortho du groupe aminé. La synthèse de cette base à partir de brom-6 amino-3 diméthyl-1.2 benzène (III) (dans lequel la place de l'atome de brome a été fixée comme nous venons de l'exposer) détermine la place du second atome de brome qui n'était pas démontrée jusqu'ici.

Il s'agit donc bien de dibrom-4.6 amino-3 diméthyl-1.2 benzène (IV) qui a été caractérisé par les dérivés suivants :

Dérivé diacétylé F 97° (Analyse : $C_{12}H_{13}O_2NBr_2$, calculé %, N 3,85; trouvé %, N 3,86).

Dérivé benzoylé F 233° (Analyse : $C_{15}H_{13}ONBr_2$, calculé %,, N 3,66; trouvé %, N 3,72).

La réaction de Sandmeyer transforme le brom-6 amino-3 diméthyl-1.2 benzène (III) en dibrom-3.6 diméthyl-1.2 benzène [X = —Br dans (V)] cristallisant en aiguilles incolores (heptane) F 44°, non décrit jusqu'ici; (Analyse : $C_8H_8Br_2$; calculé %, C 36,36; H 3,03; Br 60,60; trouvé % respectivement, C 36,92; H 3,32; Br 60,33) et caractérisé par son dérivé dinitré F 219° (alcool). (Analyse , $C_8H_6O_4N_2Br_2$; calculé %, N 7,91; trouvé %, N 7,86).

L'action du cyanure cuivreux sur ce dibromxylène, conduit au dicyano-3.6 diméthyl-1.2 benzène [X = —CN dans (V)], cristallisant en aiguilles inco-

lores F 135° (heptane). (Analyse : $C_{10}H_8N_2$; calculé %, C 76,92; H 5,13; N 17,95; trouvé % respectivement, C 76,43; H 5,59; N 17,97).

Par hydrolyse de ce dinitrile, on obtient l'acide diméthyl-2.3 téréphtalique [X = —COOH dans (V)] cristallisant en paillettes F 274° (eau bouillante); (Analyse : $C_{10}H_{10}O_4$, calculé %, C 61,86; H 5,15; trouvé respectivement, C 61,27; H 5,21) qui a été caractérisé par son ester diméthylique [X = —COOCH$_3$ dans (V)] (aiguilles F 65° dans le méthanol aqueux). (Analyse : $C_{12}H_{14}O_4$ calculé %, C 64,86; H 6,30; trouvé % respectivement, C 64,72; H 6,44).

(*) Séance du 28 janvier 1957.

(1) *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1956, p. 1234.

(2) *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, 25, 1906, p. 353.

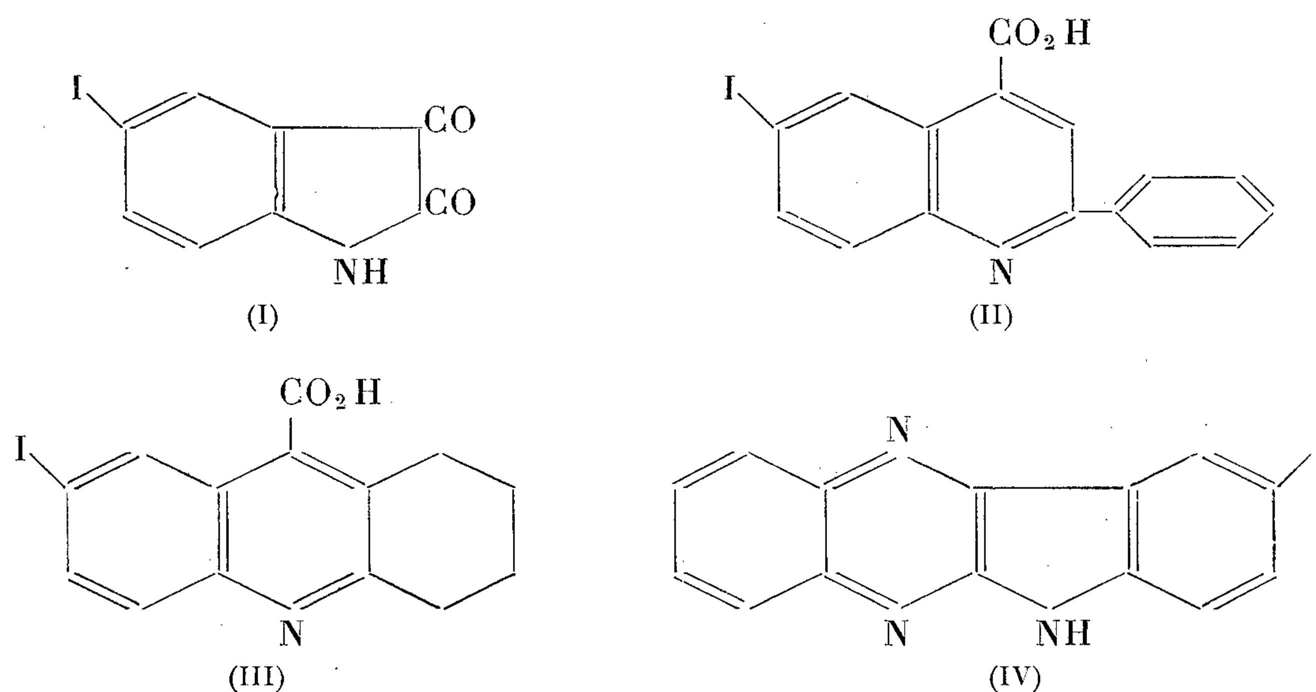
CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques observations faites au cours de la synthèse de dérivés iodés de l'acide phényl-2 cinchoninique.* Note de MM. **N. P. Buu-Hoï** et **Pierre Jacquignon**, présentée par M. Marcel Delépine.

Au cours d'une étude sur la synthèse d'acides aryl-2 cinchoniniques iodés, certains points concernant la chimie des composés organiques de l'iode ont été examinés; il est montré en particulier que l'effet directeur de cet halogène au cours des réactions de Friedel-Crafts est supérieur à celui exercé par un groupement méthyle.

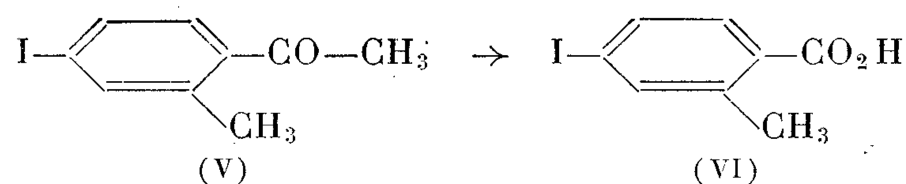
Dans le cadre de nos recherches sur la synthèse de composés organiques iodés pouvant présenter un intérêt biologique, en particulier comme opacifiants pour la radiologie (1), nous avons été amenés à nous intéresser aux acides aryl-2 cinchoniniques iodés. Et, comme la méthode de Pfitzinger nous a semblé constituer la voie d'accès la plus commode vers de tels composés, nous avons examiné de plus près, d'une part la chimie de l'iodo-5 isatine (I), et, d'autre part, celle des acétophénones iodées; dans les deux cas, il s'agit de matières premières pour ce type de réaction.

L'*iodo-5 isatine* peut être préparée sans difficultés en faisant réagir sur l'isatine un grand excès de monochlorure d'iode en milieu acétique; à partir de 28 g d'isatine et de 100 g de l'agent halogénant, on obtient ainsi environ 40 g d'iodo-5 isatine cristallisant de l'acide propionique sous forme de beaux prismes rouge foncé, fondant à 281-282° (avec sublimation et décomposition). Le point de fusion ainsi trouvé est très supérieur à celui indiqué par Borsche et ses collaborateurs (2) pour ce produit (F 264-265°), ce qui peut tenir aussi bien au mode de détermination qu'à une différence de pureté. Par ailleurs, l'*acide iodo-6 phényl-2 cinchoninique* (II) que l'on obtient aisément en faisant réagir l'iodo-5 isatine pure sur l'acétophénone dans les conditions de la réaction de Pfitzinger cristallise du propanol en aiguilles incolores, fondant à 262-263°, et non à 249-250° comme l'indique la littérature; une réaction analogue, effectuée avec la cyclohexanone, nous a conduit à l'*acide iodo-6 tétraméthylène-2.3 cinchoninique* (III), cristallisant de l'éthanol en fines aiguilles faiblement jaunâtres, fondant vers 317-318° ($C_{14}H_{12}O_2NI$, calculé %, C 47,6 et H 3,4; trouvé %,

C 47,5 et H 3,2). Dans d'autres réactions encore, l'iodo-5 isatine se comporte également comme l'isatine ordinaire : par exemple, sa condensation avec l'*o*-phénylènediamine fournit l'*iodo-9 indophénazine* (IV), cristallisant du propanol sous forme de fines aiguilles soyeuses, jaunes, sublimables, F 323-324° ($C_{14}H_8N_3I$, calculé %, C 48,7 et H 2,3; trouvé %, C 48,5 et H 2,2).



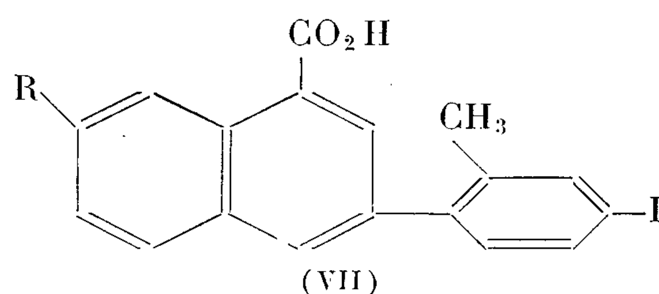
En ce qui concerne maintenant la chimie des acétophénones iodées, nous nous sommes trouvés, dans le cas de l'acétylation des iodotoluènes par la méthode de Friedel-Crafts, devant un problème intéressant et qui n'avait pas été résolu : celui des influences directrices comparées des radicaux iode et méthyle. En acétylant tout d'abord le *méta*-iodotoluène, nous avons constaté qu'on obtenait avec de bons rendements (la réaction entre le chlorure d'acétyle et le *m*-iodotoluène en présence de Cl_3Al se fait au mieux au sein du sulfure de carbone bouillant; un chauffage de 48 h est nécessaire) une *cétone* liquide, $É_{13}$ 153-154° (C_9H_9OI, calculé %, C 41,5 et H 3,5; trouvé %, C 41,2 et H 3,3), donnant une *oxime* cristallisant du méthanol en fines aiguilles incolores, F 106° ($C_9H_{10}ONI$, calculé %, N 5,1; trouvé %, N 5,0). Cette cétone est l'*iodo-4 méthyl-2 acétophénone* (V), car elle fournit, par oxydation au moyen de l'hypobromite de sodium, un acide cristallisant de l'eau en aiguilles soyeuses, incolores, F 172° ($C_8H_7O_2I$, calculé %, C 36,6 et H 2,7; trouvé %, C 36,8 et H 2,8), et qui doit être l'*acide iodo-4 méthyl-2 benzoïque* (VI); en effet, si la cétone de départ avait été l'iodo-2 méthyl-4 acétophénone, l'acide obtenu serait l'acide iodo-4 méthyl-2 benzoïque, déjà préparé par Klöppel [4], et fondant à 127°.



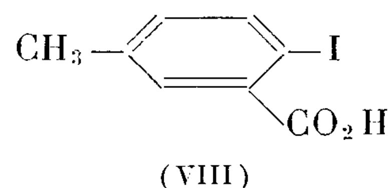
Par conséquent, il semble bien que, dans les réactions de Friedel-Crafts concernant le *méta*-iodotoluène, l'effet directeur soit exercé en totalité ou en

majeure partie par le radical iodo, lequel se comporte ainsi comme les autres halogènes ([5]), dont l'effet directeur est également supérieur à celui des radicaux méthyles.

A partir de l'iodo-4 méthyl-2 acétophénone, nous avons préparé les acides cinchoniniques suivants : *a. Acide (iodo-4' méthyl-2' phényl)-2 cinchoninique* [(VII); R=H], cristallisant de l'éthanol en aiguilles jaunâtres F 257° (déc) ($C_{17}H_{12}O_2NI$, calculé %, N 3,6; trouvé %, N 3,5); *b. acide méthyl-6 (iodo-4' méthyl-2' phényl)-2 cinchoninique* [(VII); R=CH_3], fines aiguilles jaunâtres (de l'éthanol), F 259° ($C_{18}H_{14}O_2NI$, calculé %, N 3,5; trouvé %, N 3,6); *c. acide bromo-6 (iodo-4' méthyl-2' phényl)-2 cinchoninique* [(VII); R=Br], fins prismes jaunâtres (de l'acide acétique), F 266° ($C_{17}H_{11}O_2NBrI$, calculé %, N 3,0; trouvé %, N 2,8); *d. acide iodo-6 (iodo-4' méthyl-2' phényl)-2 cinchoninique* [(VII); R=I], aiguilles jaunâtres (de l'acide acétique), F 262° ($C_{17}H_{11}O_2NI_2$, calculé %, N 2,7; trouvé %, N 2,5),



(VII)



(VIII)

Dans le cas de l'acétylation du *para*-iodotoluène, nous avons obtenu avec des rendements médiocres, une *cétone* également liquide, E_{15} 158-162° (C_9H_9OI, calculé %, C 41,5 et H 3,5; trouvé %, C 41,8 et H 3,6), qui doit être constituée, en totalité ou en majeure partie, par l'*iodo-2 méthyl-5 acétophénone*, si l'on peut admettre par extrapolation, que l'effet *ortho*-directeur du radical iodo est également plus efficace que celui du groupement méthyle; dans ce cas l'acide obtenu par oxydation de notre cétone au moyen de l'hypobromite de sodium, et qui cristallise de l'eau en aiguilles soyeuses incolores, F 166°, serait l'*acide iodo-2 méthyl-5 benzoïque* (VIII) ($C_8H_7O_2I$, calculé %, C 36,6 et H 2,7; trouvé %, C 36,9 et H 2,9).

([1]) N. B. Buu-Hoï, T. B. Loc et N. D. Xuong, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1126.
([2]) W. Borsche, H. Weussmann et A. Fritzsche, *Ber. der deutsch. Chem. gesel.*, 57, 1924, p. 1770.
([3]) *Ber. der deutsch. Chem. gesel.*, 26, 1893, p. 1734.
([4]) *Voir*, par exemple, pour le cas du fluor, N. P. Buu-Hoï et P. Jacquignon, *J. Chem. Soc.*, 1952, p. 4173; N. P. Buu-Hoï et N. D. Xuong, *Ibid*, 1953, p. 386.

PÉTROGRAPHIE. — *Sur la formation transitoire de montmorillonite dans certaines altérations latéritiques.* Note (*) de Mlle **Simonne Caillère**, MM. **Stéphane Hénin** et **Piette Birot**, transmise par M. Charles Jacob.

Au cours de recherches expérimentales ayant pour but de provoquer l'altération de roches éruptives, nous avons mis en évidence la présence d'argiles montmorillonitiques parmi les matériaux formés. Dans plusieurs

expériences, il est certain qu'une partie au moins de ces argiles s'est formée au cours de l'arénisation de la roche initiale, le résultat étant produit avec une grande régularité, que l'on opère avec des roches acides ou avec des roches alcalines, en utilisant un milieu d'attaque lui-même acide (acide acétique et lactique), neutre (chlorure de sodium ou de magnésium) ou basique (carbonate de sodium). La montmorillonite apparaissait donc comme liée à la première phase de l'altération ([1]), ([2]).

Si cette conclusion était exacte, on devait s'attendre à retrouver cette phyllite au moins lors des premières phases de l'altération naturelle, même si celle-ci aboutit à la formation de minéraux différents, comme dans le cas de la latéritisation. Nous prenons ce terme dans le sens de A. Lacroix, c'est-à-dire caractérisant une altération avec départ d'éléments alcalins, alcalinoterreux et de silice, laissant sur place des hydroxydes de fer plus ou moins cristallisés associés à de la kaolinite ([3]).

Pour que la démonstration soit valable, nous avons choisi des matériaux qui avaient subi cette transformation d'une manière telle que nous ayions généralement sur le même fragment une partie franchement latéritisée et la roche-mère fraîche. On sait que de tels minéraux peuvent se rencontrer sur les roches basiques où le passage se produit dans une zone de quelques centimètres; tel était le cas en particulier des échantillons provenant de Guyane et étudiés précédemment ([4]).

Étant donné cette disposition, nous avons dû fragmenter les échantillons de la manière suivante : la partie nettement latéritisée qui constitue la croûte extérieure a été détachée au burin et nous avons éliminé tout ce qui s'effritait facilement par frottement. Puis nous avons attaqué, toujours au burin, la partie restante jusqu'à la roche fraîche, en séparant en deux catégories (phase 2 et phase 1) les matériaux recueillis à mesure que nous nous rapprochions de la zone non altérée. Chacune des quatre fractions ainsi séparées ont été ensuite placées dans un mortier de verre avec quelques gouttes d'une solution de citrate de sodium, et malaxée avec un pilon, en extrayant de temps en temps, par lévigation, la fraction fine.

Les jus ainsi lévigés ont été abandonnés à la sédimentation et décantés de manière à recueillir la partie inférieure à 2 μ.

On a appliqué les méthodes d'étude des minéraux argileux à ces différentes fractions.

Quatre échantillons ont été examinés, ils proviennent de Guyane, de Madagascar et du Brésil.

Ainsi trois roches, la dolérite et les deux gabbros, contiennent dans la première zone d'altération de la montmorillonite, mise en évidence par les diagrammes de rayons X et la courbe de thermobalance. D'autre part, la courbe de perte de poids permet de suivre l'altération profonde que présente l'échantillon quand on va de la zone fraîche à la zone latéritisée.

Nature des roches.	Roche fraîche.	Minéraux de néoformation dans les différentes phases. 1re phase.	2e phase.	Croûte extérieure.
Dolérite, plage de Cayenne (Guyane française)....	Néant	Montmorillonite probable	Montmorillonite	Hydroxydes Fe et Al + très peu de kaolinite
Amphibolite, carrière 4 km (Guyane française)....	–	Hydroxydes (Fe, Al)	–	Hydroxydes Fe et Al + très peu de kaolinite
Gabbro, Vista Chinese (Brésil)..............	Néant	–	Montmorillonite + peu de kaolinite	Hydroxydes Fe et Al + très peu de kaolinite (*)
Gabbro (Tongafeno, Madagascar)...............	Néant	Montmorillonite probable	–	Hydroxydes (Fe, Al) + kaolinite

(*) L'argile prélevée à 20 cm de la croûte extérieure n'a mis en évidence, d'après l'analyse de Mme Visconti, que de la kaolinite.

L'amphibolite de la plage de Cayenne a donné un diagramme de rayons X traduisant l'abondance de produits colloïdaux qui ne permettent pas d'établir un diagnostic quant à la présence ou à l'absence de montmorillonite. En ce qui concerne cet échantillon on ne peut donc conclure ni dans un sens ni dans l'autre.

Il apparaît ainsi que, même au cours d'une altération latéritique, les premières phyllites formées peuvent être des montmorillonites.

Nous n'entendons pas par là que l'altération passe nécessairement par ce stade; il est plus probable qu'au début du phénomène, la libération d'ions alcalins ou alcalinoterreux, Na, Ca, Mg, crée des conditions favorables à la formation de montmorillonite ([4]).

D'autre part, nous avons déterminé le pH dans une solution normale de KCl des échantillons frais et plus ou moins altérés. Bien qu'il ait fallu opérer avec un rapport échantillon sur solution très faible (1/20) faute de matériel, nous avons trouvé pour les valeurs du pH les résultats suivants :

	Dolérite.	Gabbro (Brésil).	Gabbro (Madagascar).
Roche fraîche.................	5,4	5,8	6,1
Zone de transition.............	5,2	5	5
Zone externe..................	5,1	4,5	4,9

Ainsi nous retrouvons bien dans la nature les phénomènes constatés au laboratoire.

Ils laissent apparaître également la voie dans laquelle il faudra engager ces expériences, pour obtenir le passage des minéraux non phylliteux aux hydroxydes et à la kaolinite.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

(1) S. CAILLÈRE, P. BIROT et S. HÉNIN, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2104.

(2) S. CAILLÈRE, P. BIROT et S. HÉNIN, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1441.

(3) A. LACROIX, *Minéralogie de Madagascar*, 3, Paris, 1923, p. 94.

(4) S. CAILLÈRE et S. HÉNIN, *An. Agro.*, n° 4, 1951, p. 414-427.

GÉOMORPHOLOGIE. — *Origine et conséquences de l'existence d'un cordon sableux dans la partie Sud-Ouest de la cuvette tchadienne.* Note de MM. **JEAN PIAS** et **EDMOND GUICHARD**, présentée par M. Raoul Combes.

Mise en évidence au Sud du lac Tchad, à environ 200 à 300 km des rives actuelles, d'un cordon sableux marquant l'avancée du lac à la fin du Tertiaire-début du Quaternaire. Ce cordon, orienté Sud-Est-Nord-Ouest, a pu être suivi sur une longueur de 200 km, de Bongor à la frontière du Nigéria. Les conséquences de l'existence de ce cordon sur la pédo-géologie et l'hydrographie de la région sont examinées.

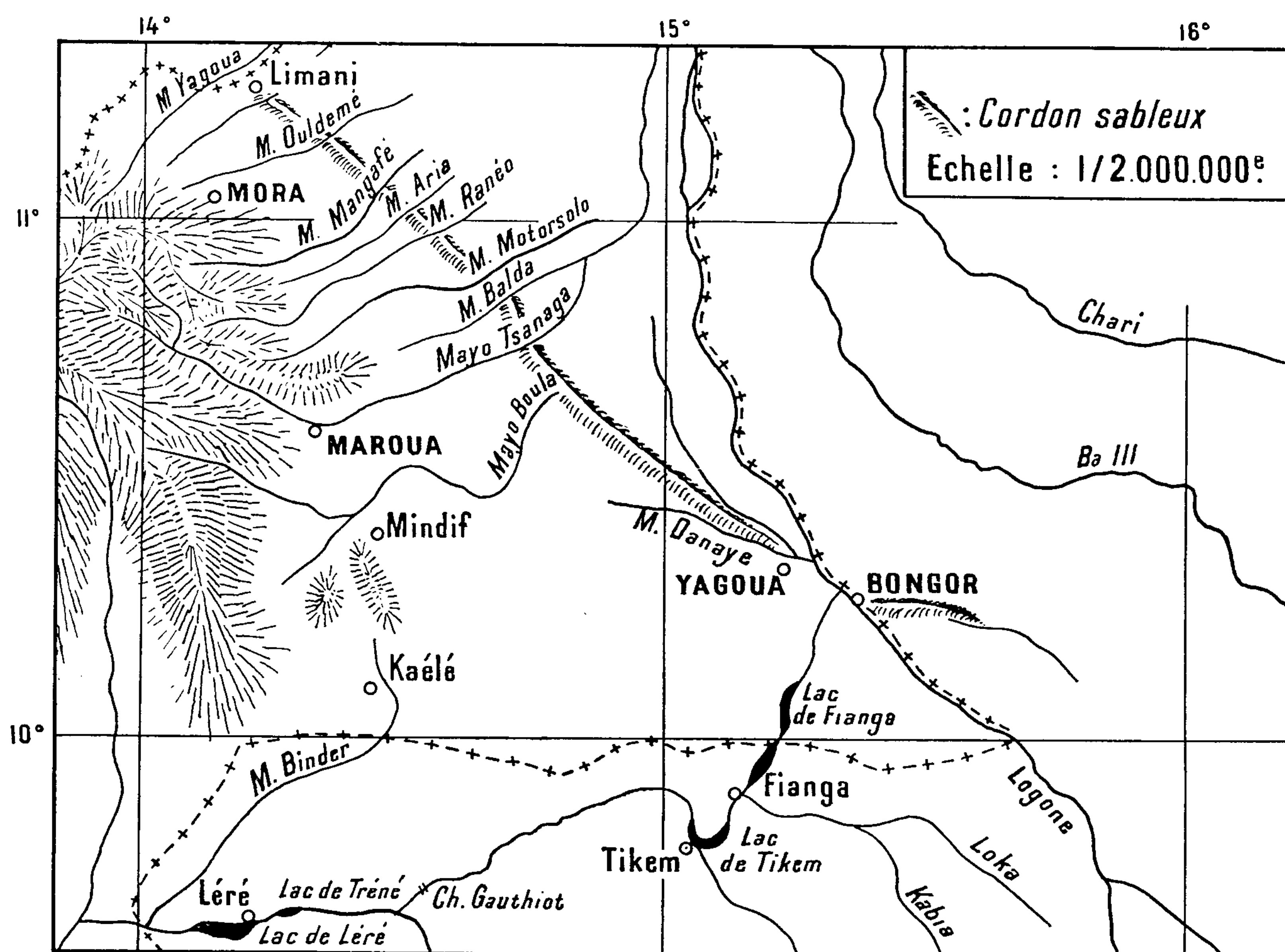
Les recherches que nous poursuivons depuis huit ans sur les sols de la région tchadienne nous ont conduits à la découverte de l'existence, au Sud du lac Tchad, à environ 200 à 300 km des rives actuelles, d'un cordon sableux marquant l'avancée du lac à la fin du Tertiaire — début du Quaternaire, et à examiner les conséquences de cette présence sur la pédo-géologie et l'hydrographie de la région.

Orienté Sud-Est-Nord-Ouest dans sa partie camerounaise, il forme, au-dessus de la plaine, une ride importante d'une dizaine de mètres de hauteur atteignant parfois plusieurs kilomètres de large. Nous le suivons sur 200 km de Yagoua à Limani, au Nord de Mora, où il pénètre en Nigéria. Il est entaillé successivement par le Logone, les mayos Tsanaga, Balda, Motorsolo, Ranéo, Mangafé, etc. Au Tchad, il constitue l'arête sableuse de Bongor et se poursuit jusqu'au Nord de Kaïna où nous le perdons ensuite.

Il est formé de sable quartzeux blanc ou beige de granulométrie variable. Celle-ci, grossière au voisinage des montagnes de l'Ouest au Nord de Mora où il contient des feldspaths, est plus fine à Yagoua. L'hétérogénéité des sables permet d'admettre un matériel de départ fluviatile d'origines diverses remanié ensuite, sur place, par les vents. Leur observation montre des quartz peu éolisés qui indiquent un transport de faible importance.

L'existence de ce cordon commande la pédo-géologie du sédimentaire et l'hydrographie récente de l'arrière-pays qu'il a isolé de la cuvette

tchadienne jusqu'à une époque rapprochée. Les différents mayos : Boula, Tsanaga, etc. ont eu de grandes difficultés à le franchir. Ceci a abouti à un empilement d'alluvions à l'Ouest du cordon accompagné de déplacements perpétuels des cours. Le franchissement semble avoir eu lieu récemment pour la plupart des mayos.



Ce cordon sableux paraît être l'extrême limite d'un lac Tchad ancien dont il marquerait le rivage. Sa formation serait contemporaine ou postérieure à celle des sables de Kélo, Néogène quaternaire ancien si l'on accepte la stratigraphie d'E. Roch [1]. A l'appui de cette thèse de formation côtière sous l'action des vents, nous soulignerons que nous avons observé sur la bordure Sud actuelle du lac, au Nord de Makary et de Ngouma ainsi qu'en différents endroits, des cordons sableux. Ceux-ci, parfois discontinus, ont une hauteur moindre (5 à 10 m). Leurs sables sont plus éolisés mais on peut admettre que le matériel d'origine l'était déjà ici primitivement, au moins en partie.

Les conséquences de cette avancée extrême du lac Tchad sont très importantes.

La région de Bongor-Yagoua peut apparaître comme l'ancienne embouchure du Logone sur le lac Tchad. En fait, nous pensons plutôt que le fleuve à cette époque se jetait plus au Sud dans l'ancien lac, son embou-

chure étant précédée par une zone marécageuse au Sud du cordon. L'arrière-pays et le lac possédaient divers exutoires d'inégale importance vers l'Atlantique : en période de crue, les eaux refluaient vers la Bénoué par les lacs de Fianga, Tikem, etc. Le plan d'eau maximum du lac était alors commandé par la cote du seuil de Dana. Cette voie servait d'exutoire au lac Tchad à l'exemple du Bahr el Ghazal à une époque plus récente. Dans l'arrière-pays, le débordement du fleuve, très important, s'écoulait déjà par la zone de capture Loka-Kabia, etc.

A la suite d'un exhaussement du socle au Sud, accompagné d'une subsidence de la cuvette tchadienne (d'après E. Roch) ou simplement par assèchement, le lac reflue vers le Nord. Le Logone va le suivre dans son retrait.

Pendant cette période transitoire où le cours du fleuve n'est pas encore bien défini, une partie importante des eaux s'écoule sur la rive droite du cours actuel entre Laï et Bongor, démantelant le cordon. De cette époque dateraient les alignements Sud-Nord de la région de Ngam-Deressia-Tchaguen, etc. Une autre partie des eaux continue à se diriger vers la Bénoué par la Loka, la Kabia et les lacs de Fianga, Tikem.

De même au Nord-Cameroun, pendant la phase lacustre, à l'Ouest du cordon s'étendait une zone lagunaire qui s'écoulait par le mayo Danaye vers l'exutoire. Après le retrait du lac certains mayos continueront, provisoirement, à emprunter cette voie et ne franchiront le cordon que tardivement.

(1) *Bulletin du Service des Mines du Cameroun*, 1, 1953, p. 1-101.

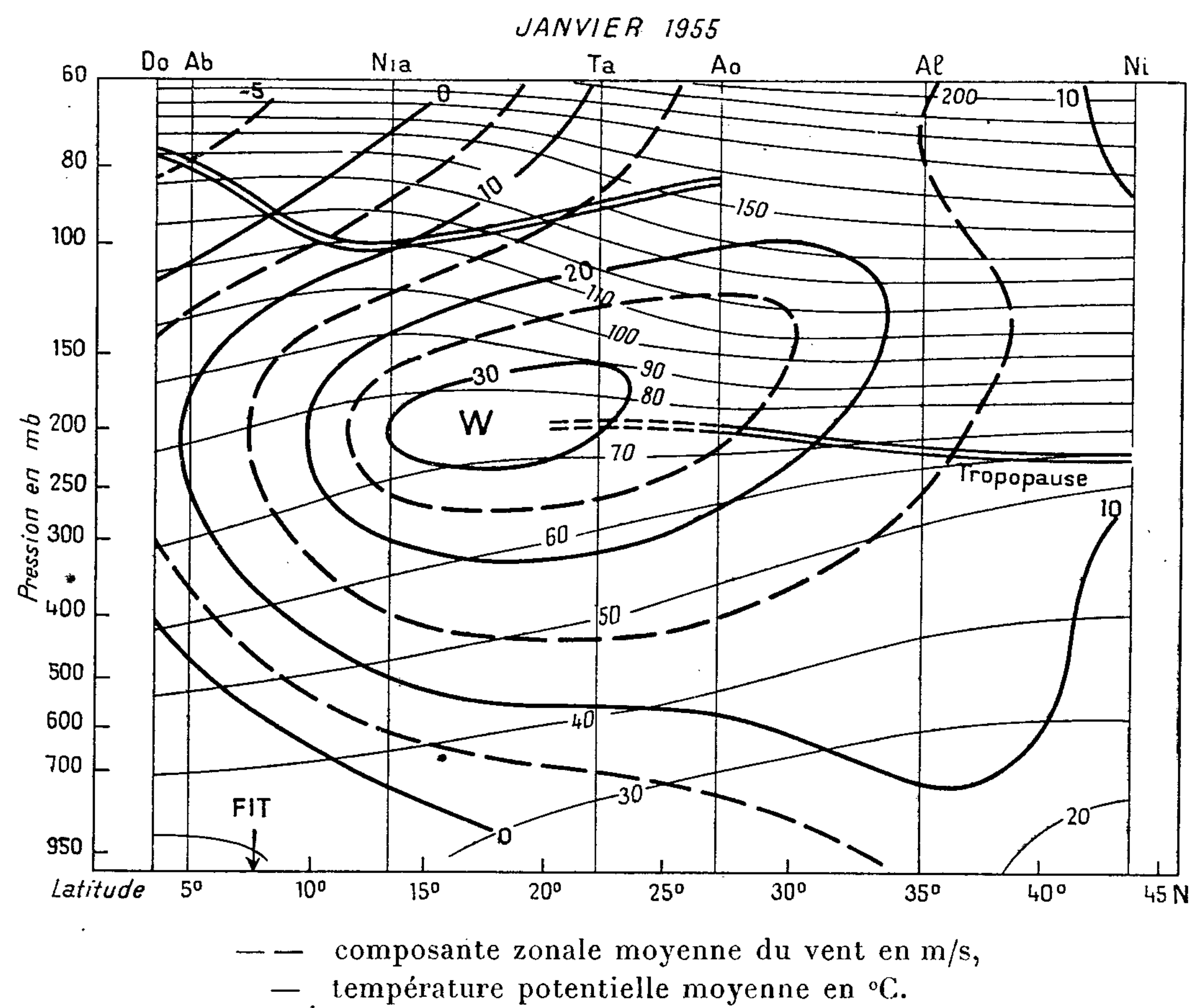
MÉTÉOROLOGIE. — *Coupe méridienne de l'atmosphère au-dessus du Nord-Ouest de l'Afrique*. Note (*) de MM. **René Genève** et **Georges Jacquemard**, présentée par M. André Danjon.

Le « jet-stream » subtropical et ses variations saisonnières sont mis en évidence à l'aide des mesures effectués en Afrique Française au voisinage du méridien de Greenwich.

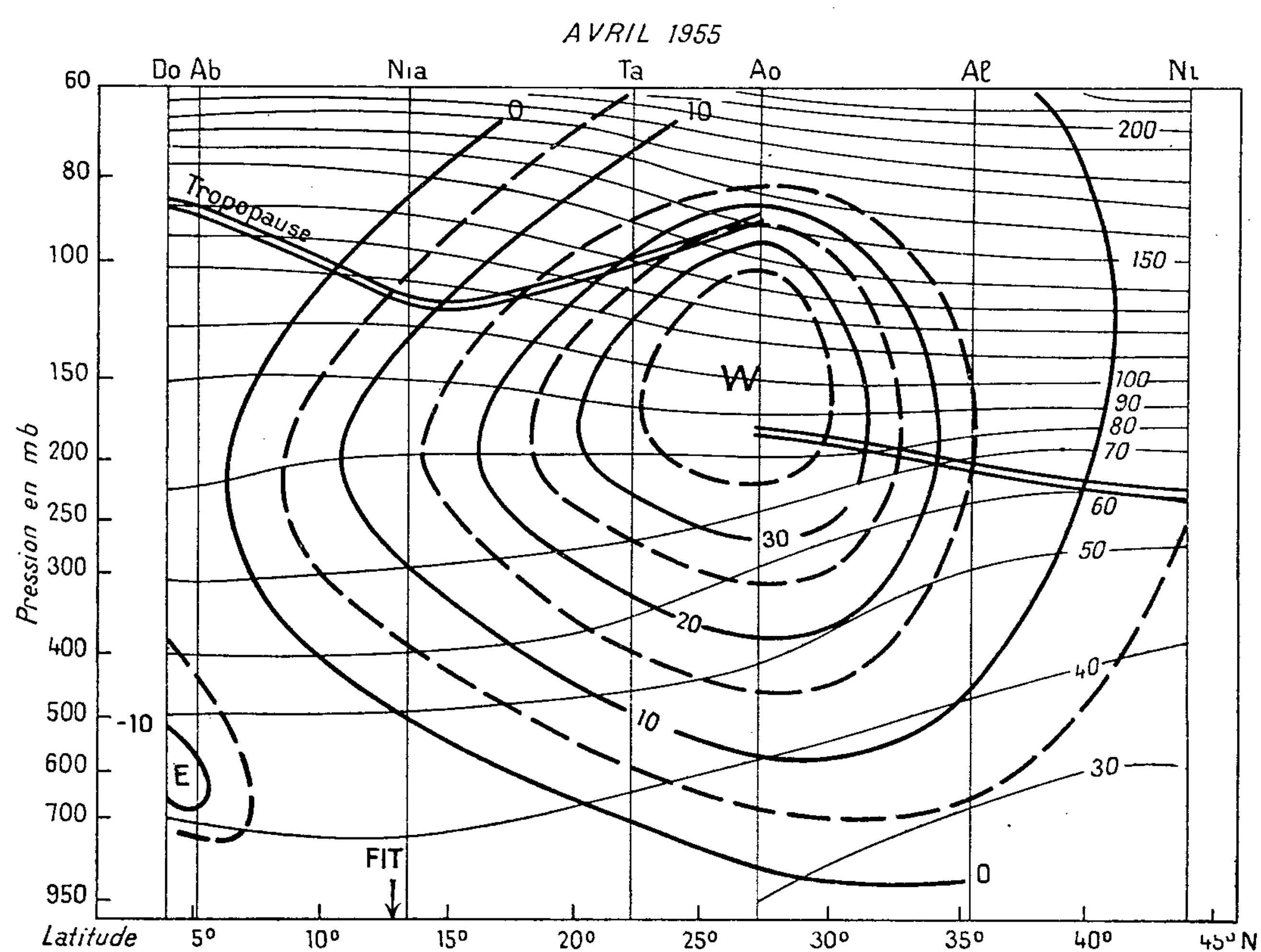
Le développement du réseau de sondage de température et de vent en altitude a permis ces dernières années des mesures régulières dans la haute troposphère tropicale. Il a paru intéressant d'utiliser ces nouvelles données pour préciser le schéma de la circulation générale à ces niveaux.

Dans une étude des vents entre les niveaux de pression 300 et 100 mb au-dessus des régions tropicales, A. Gilchrist (1) a présenté une série de coupes de l'atmosphère suivant les méridiens 80° W, 45° E, 140° E, et 165° E mettant en évidence les particularités géographiques des courants zonaux

rapides (jet-stream). Ces coupes ont été établies en valeur moyenne, pour les mois de janvier, avril, juillet, et octobre 1951. Afin de compléter cette série, nous avons entrepris un travail analogue à l'aide des observations de quelques stations météorologiques jalonnant grossièrement le méridien de Greenwich entre le Sud de la France et le golfe de Guinée. Toutefois,



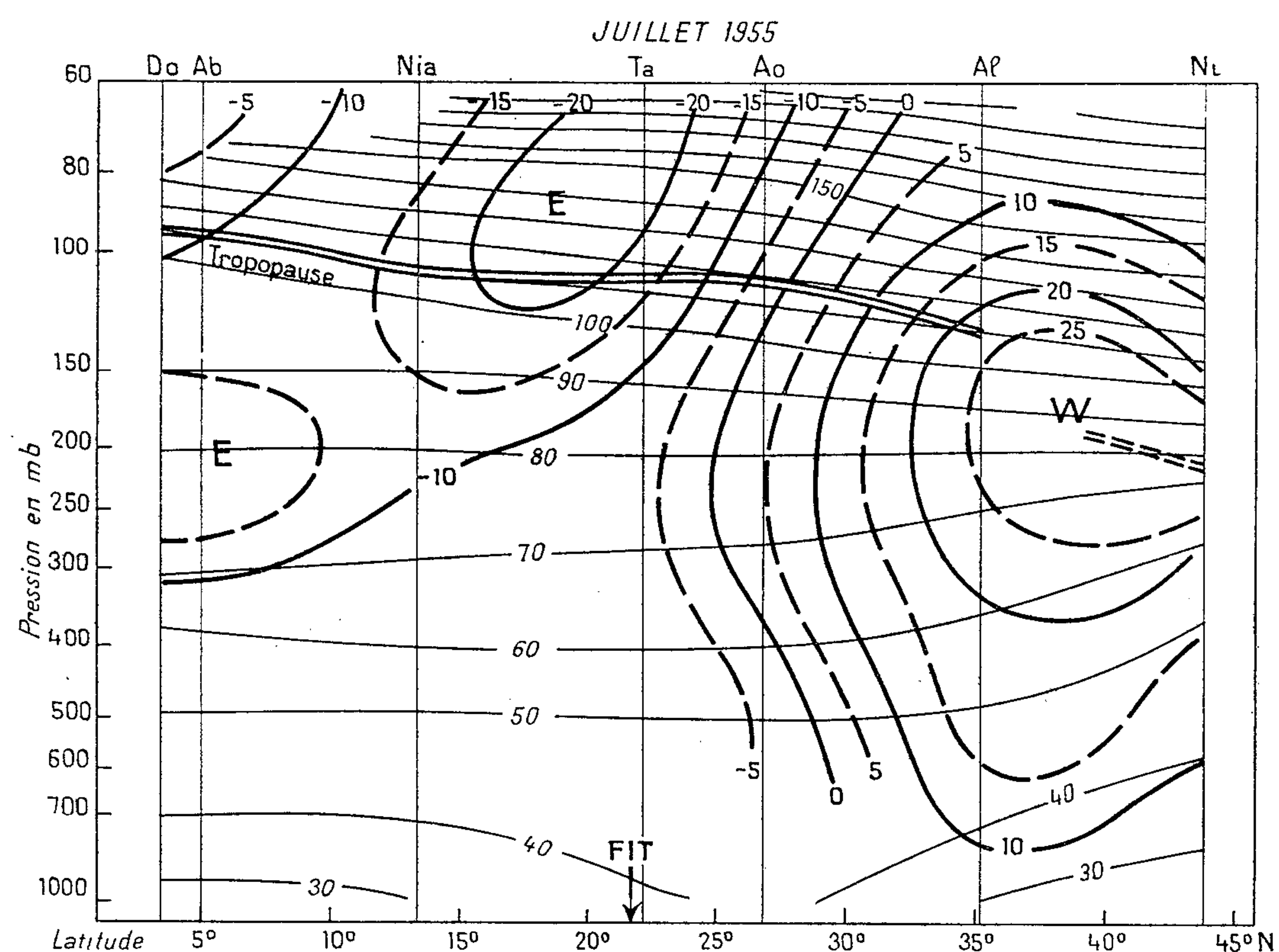
— — composante zonale moyenne du vent en m/s,
— température potentielle moyenne en °C.

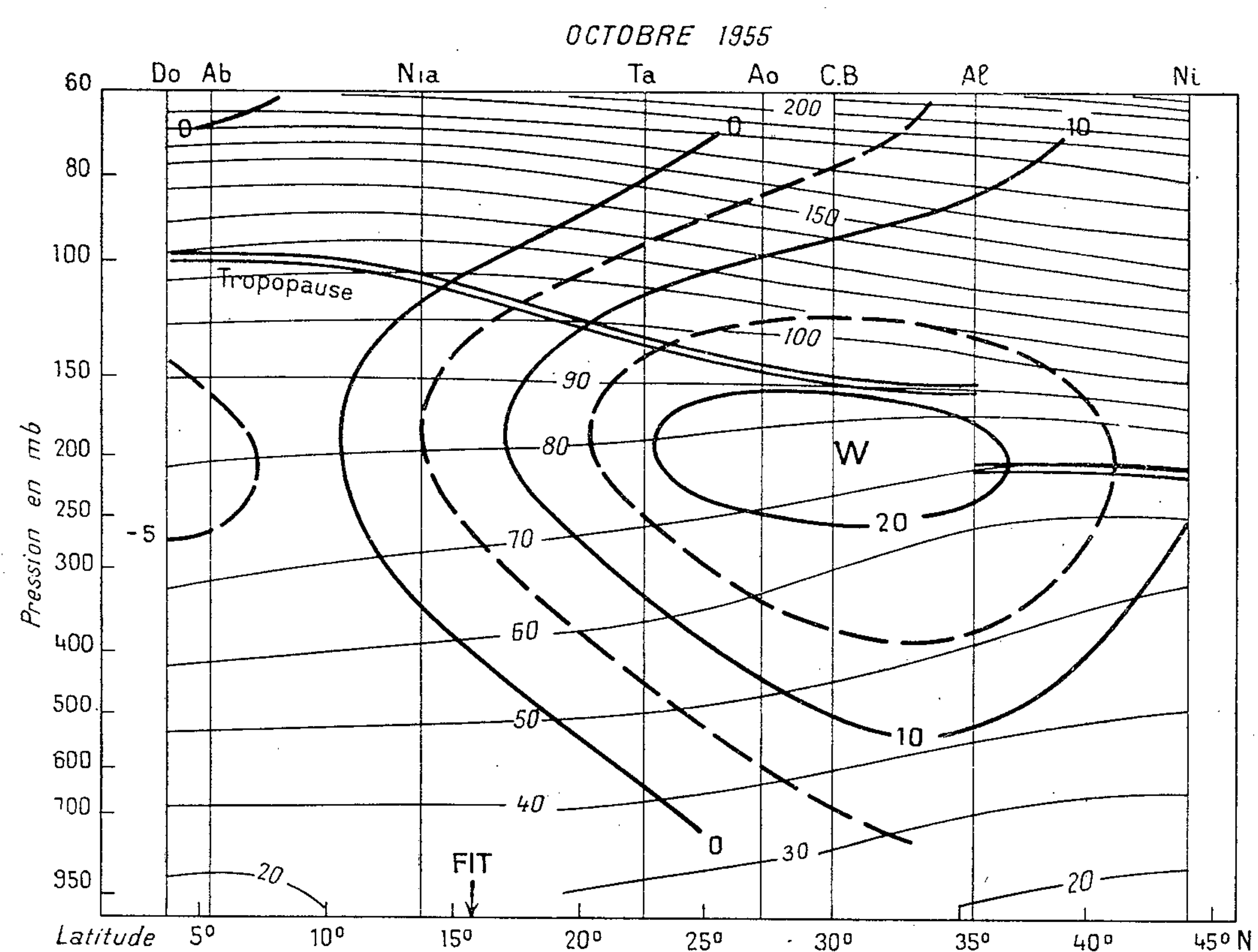


pour bénéficier d'un réseau plus homogène, nous avons remplacé l'année 1951 par l'année 1955.

Ces coupes ont été établies à l'aide des valeurs moyennes des observations de 14 h TU de la composante zonale du vent et de la température potentielle des stations suivantes :

Nîmes N 43°52′ E 04°24′;





Alger N 36°43′ E 03°14′;

Aoulef N 27°04′ E 01°06′ (sauf en octobre);

Colomb Béchar N 31°37′ W 02°13′ (utilisé en octobre seulement par suite de la défaillance d'Aoulef);

Tamanrasset N 22°47′ E 05°31′ (juillet et octobre);

Abidjan N 05°15′ W 03°56′;

Douala N 04°04′ E 09°41′.

Certaines de ces stations ont fourni très régulièrement des observations quotidiennes pendant que d'autres n'ont effectué des mesures que tous les deux jours. Pour l'ensemble des stations, le niveau de 150 mb a été couramment atteint; mais, au-dessus de ce niveau, il y a lieu de faire de sérieuses réserves sur les résultats, par suite des performances très inégales et des erreurs de mesure plus importantes.

Dans le calcul de la valeur moyenne de la composante zonale du vent, nous avons utilisé uniquement la mesure directe du vent par radiothéodolite; car, aux basses latitudes, les mesures de température en altitude étaient notablement plus rares que les mesures de vent. Les résultats de cette étude sont représentés sur les figures 1 à 4, correspondant respectivement aux mois de janvier, avril, juillet, et octobre.

La branche tropicale du jet-stream d'Ouest se retrouve sur tous ces diagrammes, confirmant ainsi le schéma proposé par Gilchrist. Au contraire, les courants d'Est troposphérique et stratosphérique n'apparaissent que l'été, tout au moins aux latitudes supérieures à 5° N. La vitesse du courant est d'ailleurs plus faible que celle que Gilchrist a signalée sur l'Afrique Orientale (20° N, 45° E).

La variation saisonnière en latitude de la branche tropicale du jet-stream d'Ouest apparaît nettement et peut être considérée comme solidaire du déplacement de la position moyenne du front intertropical (F. I. T.), déterminée à partir des bulletins quotidiens d'études du service météorologique d'Afrique Occidentale Française.

En conclusion, cette étude montre que les mesures effectuées sur le méridien de Greenwich ne sont pas en désaccord avec l'existence d'un jet-stream d'Ouest continu, entourant le globe entier, mais font ressortir, au contraire, la structure lacunaire du jet-stream d'Est.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

(1) *Met. Rep. London*, n° 16, 1955.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Sur la direction d'arrivée et la polarisation des atmosphériques siffleurs.* Note (*) de M. **Jean Delloue**, transmise par M. Louis Néel.

Description de l'appareillage et résultats : la direction d'arrivée des atmosphériques siffleurs est toujours voisine de celle du champ magnétique terrestre et varie au cours d'un même siffleur en même temps que la polarisation. L'existence dans la très haute atmosphère de zones d'ionisation fugitives et très localisées a été mise en évidence.

Les explications avancées pour rendre compte des parasites atmosphériques appelés « siffleurs » (Barkhausen, 1919), se basent sur la théorie magnéto-ionique pour prévoir un mode de propagation particulier des ondes électromagnétiques de fréquence très basse le long des lignes de force du champ magnétique terrestre et à travers les milieux faiblement ionisés de la très haute atmosphère. La portion de l'énergie rayonnée vers le haut par un éclair et survivant aux traversées des couches ionosphériques est canalisée par les lignes de force et ramenée avec une atténuation assez faible à la surface du globe dans l'autre hémisphère. La dispersion importante liée à ce mode de propagation produit un effet de sifflement caractéristique (Storey, 1953).

Nous avons cherché à confirmer cette théorie en déterminant expérimentalement les directions d'arrivée des siffleurs qui doivent faire un angle assez faible avec celle du champ magnétique terrestre, et leur polarisation qui est liée par une formule magnéto-ionique à cet angle.

La *direction d'arrivée* est déterminée par la mesure des déphasages entre les signaux engendrés par le siffleur dans deux paires d'aériens identiques placés aux extrémités de deux bases perpendiculaires. A cet effet, une station centrale est située au sommet d'un triangle rectangle et deux stations esclaves aux deux autres sommets distants de 20 à 30 km. L'orientation de l'une des bases est aussi voisine que possible de la direction Nord-Sud magnétique moyenne : on détermine ainsi la direction d'arrivée avec la meilleure précision à partir d'erreurs données sur les déphasages. Deux relais hertziens sur ondes centimétriques retransmettent à la station centrale les signaux captés par les stations esclaves.

La *polarisation* « en projection » est donnée par deux cadres verticaux perpendiculaires situés à la station centrale et la polarisation dans le plan d'onde s'en déduit si l'on connaît la direction d'arrivée.

Notre appareillage est *sélectif* afin de faciliter les mesures de déphasages. La fréquence 5 500 c/s a été choisie car le spectre des siffleurs y présente à peu près toujours une amplitude importante et celui du fond quasi continu des atmosphériques une amplitude faible. Des considérations techniques n'ont pas permis de choisir une fréquence plus basse.

Les signaux captés par les aériens sont amplifiés par des amplificateurs basse fréquence de gain 80 dB à faible bruit de fond, identiques et stables, puis après retransmission éventuelle par relais hertziens, par des amplificateurs sélectifs dont les caractéristiques de phase sont semblables et dont la largeur de bande est choisie pour obtenir la meilleure réponse aux variations de fréquence dans le temps le plus fréquemment observées.

Les tensions amplifiées provenant des deux cadres locaux sont appliquées à un oscillographe dit de polarisation. La tension correspondant à chaque station esclave et celle provenant de l'aérien central homologue sont appliquées à un circuit qui affiche instantanément le déphasage sur un oscillographe sous forme de l'inclinaison d'une droite ou d'une ellipse très aplatie sur la verticale. A cet effet, ce circuit calcule la somme et la différence des deux tensions, déphase de 90° la tension somme et compare la tension ainsi obtenue à la tension différence en formant un diagramme de Lissajous.

Une caméra, à déroulement continu lent, photographie simultanément l'oscillographe de polarisation et les deux oscillographes de déphasage. Une modulation de brillance particulière appliquée aux canons des tubes cathodiques évite un effet de flou tout en contribuant à différencier les siffleurs des atmosphériques classiques.

Dans la limite de précision que permet le fond continu des atmosphériques, nos enregistrements montrent que la direction apparente d'arrivée des siffleurs est toujours voisine de celle du champ magnétique terrestre local, comme le laisse prévoir la théorie magnéto-ionique, l'angle étant rarement supérieur à 25°.

D'autre part, nous avons mis en évidence que cette direction apparente d'arrivée varie au cours d'un même siffleur : celui-ci a, en effet, une certaine largeur naturelle et produit à la sortie des circuits sélectifs un signal plus long que ne le laisse prévoir la bande passante de l'appareillage pour une fréquence pure glissant à la même vitesse que le siffleur. Nos observations conduisent donc à penser que cette largeur naturelle est due à une juxtaposition de siffleurs élémentaires acheminés par des trajectoires voisines de longueurs différentes. De plus, il semble, au moins pour certains siffleurs, que l'angle de la direction apparente d'arrivée avec le champ magnétique terrestre reste sensiblement constant pendant la durée du siffleur, ce qui impliquerait que l'énergie se propage principalement suivant des cônes dont les axes sont parallèles à la direction moyenne du champ magnétique terrestre et dont les angles au sommet sont constants pour un même siffleur.

Lors de certaines nuits où les siffleurs notables ont été rares, nous avons parfois remarqué une succession rapide de quelques siffleurs présentant tous les mêmes caractéristiques de polarisation et de déphasage. L'expli-

cation de cette trajectoire commune bien déterminée nous paraît être l'apparition subite et très localisée de centres ionisés dans la très haute atmosphère. La possibilité que ces siffleurs aient eu pour origine une série isolée d'éclairs successifs, très voisins dans l'espace, est à exclure car nous percevions pendant ces nuits un fond continu de siffleurs extrêmement faibles prouvant l'abondance des éclairs sources : seule la propagation s'opposait à l'existence de siffleurs notables.

Les résultats relatifs à la polarisation feront l'objet de publications ultérieures en raison de la complexité de l'interprétation.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Répartition de l'acide ascorbique dans les limbes foliaires de* Prunus laurocerasus *durant le repos de la végétation.* Note (*) de M. **Philippe Hagene**, présentée par M. Roger Heim.

Dans le limbe, l'acide ascorbique est normalement réparti suivant un gradient décroissant du sommet vers la base. Les teneurs d'ensemble des feuilles de chaque année constituent une série assez régulière, indépendante de l'ordre des valeurs pour les autres années. Les teneurs des premières feuilles de toutes les pousses de l'année sur un axe forment un système hiérarchisé indépendant de cet axe.

Les observations ont porté sur des axes d'ordre n comprenant les pousses 1956, 1955 et souvent 1954, et sur les ramifications d'ordre $n+1$, ne comportant que la pousse 1956 et insérées sur les régions 1955 et 1954 des axes d'ordre n. Tous les axes avaient conservé leurs feuilles au moment des dosages (automne et hiver).

A. Dans le limbe des feuilles normales, l'acide ascorbique est réparti suivant un gradient décroissant, de l'apex vers la base, comme le montrent les dosages effectués sur les tiers du limbe coupé transversalement, exemple ([1]) :

	Tiers apical.	Tiers moyen.	Tiers inférieur.
Une feuille de la pousse 1956	154	136	86
	95	79	77
» » 1955	125	111	67
	109	62	42
» » 1954	66	64	39

Il subsiste donc un gradient dans les feuilles âgées de deux et de trois ans.

Dans les feuilles normales, une répartition différant de ce gradient est exceptionnelle ([2]).

Dans les feuilles vertes d'une chimère sectorielle albinos, du *Prunus laurocerasus* ([3]), la répartition de l'acide ascorbique ne semble pas diffé-

rente de la précédente, et un gradient de même orientation paraît exister dans les feuilles de deux ou de trois ans. Dans les feuilles sans chlorophylle apparente, la teneur en acide ascorbique la plus forte peut apparaître aussi bien dans le tiers moyen ou inférieur que dans le tiers supérieur, mais la teneur dans la région moyenne n'a jamais été inférieure à celle de la base.

Des inégalités de répartition apparaissent également lorsqu'on dose séparément l'acide ascorbique dans les deux moitiés longitudinales du limbe, l'écart entre les deux teneurs moyennes pouvant atteindre presque un tiers, et cela aussi bien pour les feuilles d'un an que pour les feuilles de deux ans.

Enfin, nous avons calculé ou dosé la teneur en acide ascorbique du limbe entier de toutes les feuilles analysées :

	Maximum.	Minimum.	Moyenne.
Feuilles des pousses 1956	136	5	71
» » 1955	115	42	81
» » 1954	120	54	77

Une variation nette n'apparaît donc pas au cours du vieillissement des feuilles.

Ces teneurs sont de même ordre que celles trouvées dans les feuilles du *Prunus laurocerasus* en automne et en hiver par les auteurs antérieurs, 158 à 57 [4].

Les feuilles entièrement vertes de la chimère sectorielle n'ont pas des teneurs différentes. Quant aux feuilles apparemment sans chlorophylle, qui ne vivent qu'un an, la teneur moyenne est plus faible, 65.

B. Pour les plantes normales, la réaction de Molisch, partout positive, paraît indiquer la présence d'acide ascorbique dans tous les tissus, y compris les épidermes.

Au mois de juin, les parties et les limbes d'apparence entièrement albinos de la chimère donnaient une réaction positive dans les épidermes dont les chloroplastes étaient visibles par fluorescence [5]; en automne et au début de l'hiver, sans doute en raison du vieillissement de ces parties qui sont habituellement caduques, et malgré la permanence dans les épidermes de petits corps à fluorescence rouge, seuls les chloroplastes des cellules stomatiques se colorent en partie.

C. Sur les axes âgés de deux et trois ans, les teneurs moyennes des feuilles, calculées pour chacune des années 1956, 1955 et 1954, constituent une série souvent, mais non toujours, décroissante.

		1956.	1955.	1954.
Teneur moyenne pour l'ensemble des feuilles de l'année	*a*	134	100	102
	b	107	95	66
	c	85	59	–
	d	68	87	–
	e	52	56	70

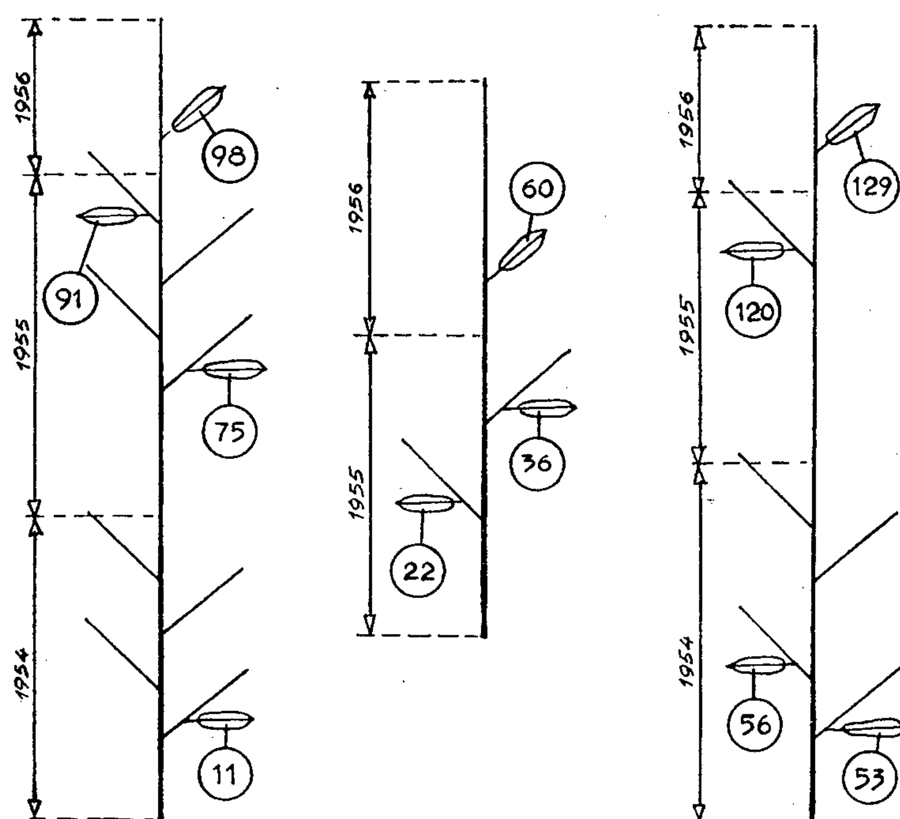
D. Sur un axe, la teneur maximum peut être située en un point quelconque de la série des limbes d'une année. En appelant A la teneur dans la feuille apicale, M celle des feuilles de la région moyenne et B la teneur dans la feuille inférieure, on peut résumer dans un tableau, dans l'ordre des fréquences décroissantes, les cas observés :

A > B deux fois sur trois;

M > A > B, A > M > B, B > M > A, B > A > M, ce dernier cas observé une seule fois et sans doute accidentel.

Deux cas n'ont jamais été rencontrés : M > B > A, A > B > M.

Le type de répartition des teneurs peut être complètement différent pour chacune des pousses annuelles d'un axe; ce qui se manifeste par la position du maximum et par la discontinuité entre la teneur dans la feuille de base d'une année et la teneur dans la feuille apicale de la précédente, par exemple 60 (1956) et 115 (1955), 67 (1956) et 79 (1955).



Teneur en acide ascorbique de la feuille inférieure des pousses développées en 1956 sur les différentes régions d'un axe feuillé.

Il semble que les feuilles suivant le lieu et le moment de leur développement, renferment de l'acide ascorbique à une concentration qui ne varie que de façon assez faible au cours des trois années que dure la vie de la feuille.

E. On a déterminé la teneur moyenne en acide ascorbique dans la feuille inférieure, la première formée, pour un certain nombre de pousses de 1956; l'ensemble de ces valeurs paraît constituer un système hiérarchisé du sommet vers la base de l'axe principal et indépendant de l'âge des régions sur lesquelles ces pousses se sont développées, comme le montre la compa-

raison de la teneur moyenne dans la feuille inférieure du rameau avec la teneur de la feuille axillante.

Feuille inférieure	91	75	11	36	22	120	56	53
» axillante	87	102	62	115	90	112	64	67

(*) Séance du 28 janvier 1957.

(1) Les dosages ont été effectués par la méthode dite T.E.E. et toutes les teneurs en acide ascorbique exprimées en milligrammes pour 100 g du poids frais.

(2) Un autre gradient peut être mis en évidence dans le limbe foliaire : celui de la teneur en eau ; exemple :

	Tiers apical.	Tiers moyen.	Tiers inférieur.
Une feuille de la pousse 1956	66,4	67,2	67,7
» » 1955	65,3	66,6	66,9
Autre feuille de la pousse 1955	70,6	70,8	72,6

Si les différences sont constamment de même sens, leur valeur est faible.

Sur le suc d'expression des feuilles de 1956, la mesure du pH ne montre pas de différence entre les trois tiers transversaux du limbe : pH 5,25, 5,20 et 5,20.

(3) Le glucoside est au moins aussi abondant dans les régions blanches que dans les régions vertes.

(4) A. Seybold et H. Mehner, *Sitzber. Heidelberger Akad. der Wiss. Mathem. naturwiss. Klause*, **10**, 1948.

(5) Ainsi cette chimère serait aussi, au moins partiellement, péricline.

PHYSIOLOGIE. — *Présence d'acides aminés libres dans le rumen des Bovins.* Note (*) de MM. **Jean Blaizot** et **Pierre Raynaud**, transmise par M. Albert Vandel (1).

La chromatographie permet de mettre en évidence des acides aminés libres en petite quantité, dans le rumen. Ils sont issus de l'activité métabolique des micro-organismes de la panse.

Les méthodes classiques d'analyse, tel le dosage de l'azote monoaminé après précipitation phosphotungstique, ne permettent pas de mettre en évidence la présence d'acides aminés libres dans le rumen des Bovins (2). Nous avons repris cette question en utilisant la chromatographie et en travaillant sur 13 animaux ayant reçu du foin de Légumineuses.

Lors de la mise à mort, 24 h après le dernier repas, 1000 g d'ingesta environ sont prélevés et homogénéisés; un échantillon de 100 g est soumis à la presse à travers un tamis d'étoffe. Le jus recueilli est clarifié par une précipitation trichloracétique, passé sur échangeur d'ions, élué par l'ammoniaque et finalement concentré à 2 ml sous vide. La chromatographie est pratiquée sur 100 μl du produit final avec les systèmes solvants : butanol acétique et phénol-eau.

L'étude des chromatogrammes montre que la plupart des acides aminés peuvent se rencontrer dans le rumen. Nous en avons identifié 17, mais ne retiendrons tout d'abord que 8 d'entre eux, qui sont constamment présents et relativement abondants. Ils figurent dans le tableau ci-dessous, affectés chacun d'une note; cette note fournit, suivant la méthode de R. Scriban (3), une estimation purement subjective de l'abondance relative des acides aminés par rapport à l'acide glutamique.

(Moyenne des 13 dosages.)

Acide glutamique	100	Leucine	26
Alanine	67	Valine	24
Sérine	50	Acide aspartique	13
Glycine	48	Thréonine	8

La comparaison avec des taches témoins permet d'évaluer l'ordre de grandeur de la concentration en acide glutamique à 1 mg pour 100 g de matière fraîche initiale.

Chose remarquable, la concentration totale en acides aminés libres dans la panse, 24 h après le repas, est *moins élevée que dans l'aliment* lui-même. De plus, l'acide aspartique, la glutamine, la proline, abondants dans la luzerne sous forme libre ne sont point retrouvés, ou fort peu, dans le rumen.

Les acides aminés libres du foin de luzerne estimés par la même méthode que ci-dessus donnent la liste suivante :

Asparagine	100	Proline	60
Glutamine	80	Alanine	56
Acide aspartique	80	Acide glutamique	52
Leucine	70		

On voit que les concentrations sont beaucoup plus homogènes dans l'aliment que dans les ingesta de 24 h; une absorption sélective dans le rumen ne peut rendre compte de toutes les différences observées; elles doivent donc être attribuées à l'activité métabolique des microorganismes.

Des conclusions analogues peuvent être tirées de l'étude des 9 autres acides aminés que nous avons identifiés et dont certains ne sont pas présents à l'état libre dans la luzerne.

Il paraît donc légitime de conclure que les acides aminés libres du rumen, d'ailleurs fort peu abondants, représentent une étape fugitive de l'élaboration des protéines microbiennes aux dépens de l'azote alimentaire.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

(1) Avec la collaboration technique de Mlle C. Aurières.

(2) P. Raynaud, *Arch. Sc. Physiol.*, 9, 1955, p. 83-96.

(3) *Thèse Sc. Nat.*, Lille, 1951.

PROTISTOLOGIE. — *Sur deux nouvelles formes d'Infusoires* Ophryoscolecidæ *trouvées chez le Bouquetin des Alpes* (Capra ibex ibex *L.* 1758). Note de Mme **Cécile Noirot-Thimothée** et M. **Marcel A. J. Couturier**, présentée par M. Léon Binet.

L'un des auteurs a eu l'occasion, grâce au Conseil d'administration du Parc national du Grand Paradis (Italie) et de l'Inspection fédérale des Forêts (Suisse), de faire l'autopsie de plusieurs bouquetins des Alpes. En vue de l'étude des Infusoires, il a recueilli le contenu des panses immédiatement après la mort des animaux, l'a fixé dans une solution de formol à 10 % et l'a adressé à son collègue parisien qui en a fait l'analyse. Celui-ci a découvert deux nouvelles formes d'Infusoires de la famille des *Ophryoscolecidæ* provenant de deux bouquetins mâles : l'un (n° 1) âgé de 9 ans, abattu le 20 juin 1956 à Arolla, Valeille, P.N.G.P. (Italie), à 2 350 m d'altitude, l'autre (n° 2) dans sa huitième année, tué le 3 novembre 1956 au Bec Rouge du mont Pleureur, Val-de-Bagnes, Valais (Suisse), à 1900 m d'altitude, et offert à l'un de nous par l'Inspection fédérale des Forêts.

La faune infusorienne de la panse du Bouquetin des Alpes est fort mal connue puisqu'on ne possède sur ce sujet qu'une seule étude, celle de Wertheim ([1]), encore celui-ci n'a-t-il pu examiner qu'un seul individu. Dans nos échantillons, les Infusoires étaient nombreux, en bon état de conservation, et appartenaient tous à la famille des *Ophryoscolecidæ*. A côté de formes déjà connues et plus ou moins répandues chez d'autres Ruminants ([2]), se trouvaient deux formes nouvelles :

1° *Entodinium anteronucleatum* Dogiel 1925 forma *minus* n. f. (*fig.* 1). Chez cet Infusoire trouvé dans l'échantillon n° 2, comme chez *Entodinium*

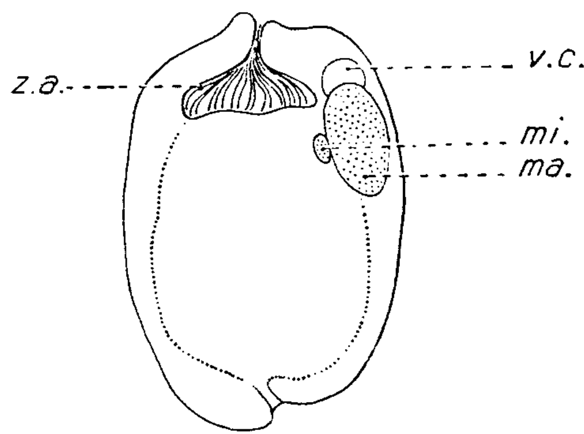


Fig. 1. — *Entodinium anteronucleatum minus*, vu par le côté gauche; *ma.*, macronucleus; *mi.*, micronucleus; *v. c.*, vacuole contractile; *z. a.*, zone adorale de membranelles rétractée. (× 1 000 env.)

anteronucleatum f. *læve* observé par Dogiel ([3]) dans l'estomac d'un renne, le macronucleus, court et relativement épais, est toujours situé dans la moitié antérieure du corps. Mais les Infusoires du Bouquetin sont plus petits

que ceux du Renne et aussi de forme plus allongée, comme l'indique la valeur du rapport longueur/largeur :

	E. anteronucleatum	
	læve.	*minus.*
Longueur	63 μ (51-80)	34,8 μ (27-46)
largeur	43 μ (39-49)	21,6 μ (17-31)
L/*l*	1,45	1,61

De plus, chez *E. a. minus*, la région préanale est assez développée et a tendance à former un petit lobe arrondi, bien différent de celui d'*E. a. monolobum* Dogiel 1925, lequel est plutôt pointu.

2° *Eudiplodinium neglectum* Dogiel 1925 forma *ibicis* n.f. (*fig.* 2). Présent dans les échantillons 1 et 2, cet Infusoire possède une plaque squelettique sur le côté droit du corps et se rattache donc sans aucun doute au grand groupe *Eudiplodinium neglectum* tel que l'a conçu Dogiel ([4]). Comme

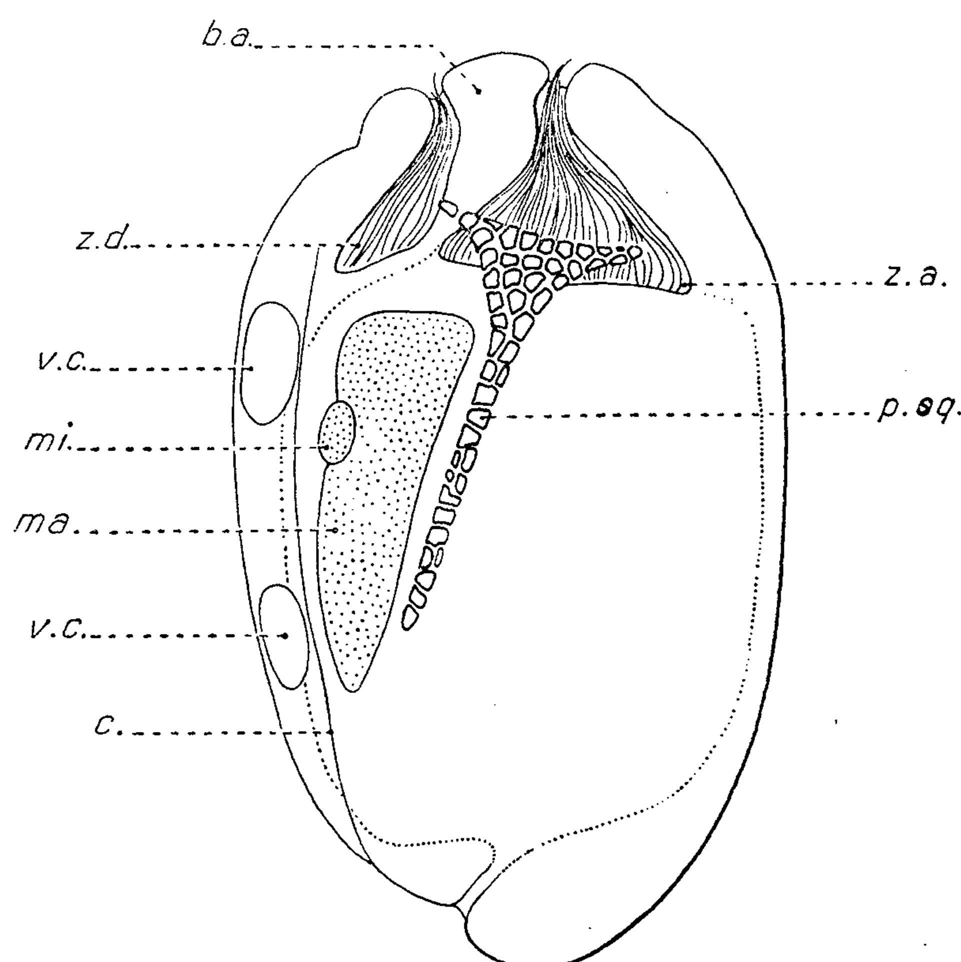


Fig. 2. — *Eudiplodinium neglectum ibicis*, vu par le côté droit; *b. a.*, bouchon apical; *c.*, côte cuticulaire; *ma.*, macronucleus; *mi.*, micronucleus; *p. sq.*, plaque squelettique; *v. c.*, vacuoles contractiles; *z. a.*, zone adorale de membranelles; *z. d.*, zone dorsale de membranelles (les deux zones de membranelles sont rétractées). (× 1 000 env.)

E. n. tarandi ([5]), il possède une côte cuticulaire, dorsale au macronucleus, mais il est plus petit, moins large surtout et la forme du macronucleus est bien différente : l'extrémité antérieure est plus épaisse, le bord dorsal presque rectiligne et non incurvé, et enfin l'encoche où vient se loger le micronucleus est nettement plus postérieure; la distance qui la sépare de l'extrémité antérieure du macronucleus est au moins égale au tiers de la longueur totale de ce dernier. Cette forme de macronucleus rappelle

l'*Eudiplodinium neglectum* trouvé récemment par Krascheninnikow ([6]) chez l'Élan (*Alces americana*), mais cet Infusoire se caractérise d'autre part par la présence d'une ligne cuticulaire transversale dans la région ventrale du corps. Enfin les dimensions d'*Eudiplodinium neglectum ibicis* sont assez différentes, comme en témoigne le tableau ci-après :

	E. n. tarandi.	*E. n.* (de l'Élan).	*E. n. ibicis.*
Longueur	85 μ (74-105)	81,3 μ (67,2-112)	69,3 μ (57-85)
largeur	62 μ (60- 72)	62,2 μ (48,8- 84)	39,8 μ (31-47)
L/*l*	1,36	1,2	1,74

La découverte de ces deux formes nouvelles d'*Ophryoscolecidæ*, chez un hôte à peine étudié jusqu'à présent, plaide en faveur de l'existence d'une certaine spécificité parasitaire, bien que celle-ci ait été parfois mise en doute. Certes elle n'est pas aussi étroite que celle que l'on observe, par exemple, entre les Batraciens et les Opalines, ou encore entre les Termites et les Flagellés de leur panse rectale. Cependant, à côté d'espèces rencontrées chez la plupart des Ruminants examinés, il en existe d'autres qui sont plus ou moins strictement inféodées à tel hôte ou tel groupe d'hôtes, comme l'un de nous ([7]) a pu le constater récemment à propos d'une étude sur les Infusoires de diverses Antilopes. Il serait très instructif à cet égard de pouvoir examiner le contenu de la panse d'un grand nombre de Ruminants sauvages.

Les autorités italiennes et suisses, ainsi que les gardes du Parc National du Grand Paradis et de la Réserve du mont Pleureur nous ont permis de faire cette étude d'après un matériel particulièrement précieux. Nous espérons pouvoir continuer nos travaux sur ce sujet grâce à l'aide de l'Italie et de la Suisse.

([1]) *Zool. Anz.*, **104**, 1933, p. 15-25.
([2]) Une étude plus détaillée sera publiée ultérieurement.
([3]) *Arch. russes Protistol.*, **4**, 1926, p. 43-65.
([4]) *Arch. f. Protistenk.*, 59, 1927, p. 1-288.
([5]) Nous suivons ici la nomenclature de Wertheim (1935).
([6]) *J. Protozool.*, 2, 1955, p. 123-134.
([7]) C. Noirot-Timothée, *Bull. I. F. A. N.* (sous presse).

BIOLOGIE. — *Morphogenèse de la gonade de l'Oniscoïde hermaphrodite* Rhyscotoides Legrandi. Note (*) de M. **Gabriel Johnson**, transmise par M. Albert Vandel.

Chez *Rhyscotoides Legrandi* étudié de la naissance au stade adulte (1,5 à 5,3 mm) la gonade est initialement hermaphrodite, la séparation des voies ♂ et ♀ se fait à la taille de 2,2 mm, la 1[re] poussée spermatogénétique à 2,7, la 1[re] poussée ovogénétique à 3; les individus fécondés à 3,5 deviennent gravides à 3,8 mm. Il n'y a aucune possibilité d'autofécondation.

H. G. Jackson [1] montra le premier que toutes les espèces du genre *Rhyscotus* [2] étaient hermaphrodites protérandriques. En fait, l'ensemble des considérations de l'auteur n'était fondé que sur des examens d'individus plus ou moins bien conservés dans l'alcool. Il s'avérait indispensable de reprendre cette étude sur un matériel frais.

La taille L de *Rhyscotoides Legrandi*, l'espèce originaire du Togo que j'ai décrite dans une Note précédente [3], varie de 1,3 à 5,3 mm.

a. Chez les spécimens de L = 4,5 mm, la gonade comporte une partie ♂ et une partie ♀.

Voie ♂ : elle est conforme au schéma décrit chez les Oniscoïdes gonochoriques. Les testicules sont appliqués contre le tube digestif et situés au-dessus des cœcums mésentériques; ils comprennent trois utricules testiculaires. Le plus interne T_1 se détache au niveau du 2e segment du péréion, le suivant T_2 au niveau du 3e et le dernier T_3 au niveau du 4e. Les testicules bourrés de spermatozoïdes se réunissent en un canal qui aboutit à une poche volumineuse située entre le 6e et le 7e somite et que Jackson appelle « vésicule séminale », enfin le canal déférent aboutit à l'apophyse génitale après avoir contourné extérieurement les cœcums hépatiques.

Voie ♀ : l'ovaire s'accole au canal qui fait suite au trois utricules testiculaires. Il est situé entre le 4e et le 6e somite, du côté interne et appliqué contre le tube digestif. Il contient toujours deux ovocytes en voie de grand accroissement : ceci explique pourquoi il y a au plus quatre pulli à la naissance. L'oviducte s'insère à la base de l'ovaire, du côté externe. Il débute par une petite vésicule qui contient toujours des spermatozoïdes destinés à féconder les portées successives; il se continue par un renflement et débouche à la base de la 5e paire de péréiopodes. J'ai pu mettre en évidence une formation chitineuse toujours présente dans l'oviducte des Oniscoïdes gonochoriques, appelée « réceptacle séminal » par Schöbl [4].

L'examen des coupes histologiques de la gonade adulte montre que l'ovaire a sa paroi propre constituée par une seule couche de cellules, distincte de celle de la voie ♂. Il y a donc indépendance totale des voies ♂ et ♀.

On peut se demander si cette indépendance est acquise précocement et notamment avant la maturité des spermatozoïdes, rendant impossible toute autofécondation. Il faut donc étudier les gonades des plus jeunes individus aux adultes par coloration *in toto* et par coupes.

b. A sa naissance *R. Legrandi* mesure 1,3 à 1,5 mm. La dissection d'un individu de 1,5 mm montre que la gonade est déjà hermaphrodite : T^1, T^2, T^3, sont visibles sous la forme de cordons cellulaires pleins. L'ébauche ovarienne apparaît comme une hernie latérale située primitivement du côté externe après la jonction des trois utricules. La partie

distale se présente sous la forme d'un filament ténu qui se perd dans le tissu conjonctif des derniers péréionites.

L'interprétation de Jackson selon laquelle « les ovaires font leur apparition dans les spécimens qui ont tous les signes extérieurs de la phase ♂ » est donc incomplète : l'ébauche ovarienne apparaît beaucoup plus précocement, avant toute différenciation des caractères sexuels secondaires ♂.

c. L = 2 mm. La partie testiculaire et la partie ovarienne se sont considérablement allongées. Au-delà de leur jonction, la gonade se prolonge par trois tractus pleins : le tractus proximal, qui aboutit à la base du 5ᵉ péréiopode, correspond au futur oviducte; le tractus distal, qui court jusqu'à la partie médiane du dernier segment thoracique, correspond au futur canal déférent, il offre un renflement qui est l'ébauche de la « vésicule séminale » de Jackson; le tractus médian, qui disparaît à la taille de 2,2 mm, semble correspondre au tractus du 6ᵉ péréionite observé par J. J. Legrand et A. Vandel chez les Oniscoïdes gonochoriques ([3]).

d. L = 2,2 mm. L'ensemble de la partie ♂ de la gonade (utricules et tractus) se présente sous la forme d'un tube creux. L'étude des coupes sériées montre l'existence d'une cloison conjonctive séparant nettement la voie ♂ de la voie ♀.

e. L = 2,7 mm. Dans chaque utricule testiculaire, on peut déceler deux zones : l'une avec des gonies et des spermatocytes typiques, l'autre, inférieure, riche en noyaux de Sertoli, avec des spermatozoïdes. Ces derniers sont absents de la vésicule séminale et du canal déférent. C'est donc à cette taille que se fait la première poussée spermatogénétique. L'ovaire ne contient encore que des ovogonies. L'oviducte présente une ébauche de renflement.

f. L = 3 à 3,3 mm. La vésicule séminale et le canal déférent sont bourrés de spermatozoïdes. Les ovocytes de premier ordre commencent leur accroissement : c'est l'indice d'une première poussée ovogénétique. Le « réceptacle séminal » apparaît dans l'oviducte qui se renfle de façon considérable. L'individu fonctionne déjà comme ♂ mais ses produits ♀ ne sont pas mûrs : il y a donc bien hermaphrodisme protérandrique comme l'avait admis Jackson.

g. L = 3,5 mm. On trouve entre la base de l'ovaire et le renflement de l'oviducte une petite vésicule qui contient des spermatozoïdes. Ceux-ci ne pouvant provenir de la partie ♂ de la gonade, résultent d'un accouplement : l'individu s'est donc comporté comme une ♀.

h. L = 3,8 et 3,9 mm. *R. Legrandi* est souvent gravide à ces tailles.

i. L = 4,2 et 5,3 mm. La gonade présente le même aspect que celui décrit chez les individus de 4,5 mm, c'est-à-dire que parallèlement aux cycles ovogénétiques se poursuivent des cycles spermatogénétiques.

(*) Séance du 28 janvier 1957.
(1) *Quart. J. Micr. Sc.*, **71**, 1928, p. 527-539.
(2) Il s'agit en réalité du genre *Rhyscotoides* Arcangeli, 1950.
(3) *Bull. Soc. Zool. Fr.*, **81**, 1956, p. 106-115.
(4) *Archiv. Mikros. Anat.*, **17**, 1880.
(5) *Bull. Biol. France Belgique*, **82**, 1948, p. 79-94.

BIOLOGIE CELLULAIRE. — *Étude du fonctionnement de la galactoside-perméase d'*Escherichia coli. Note de MM. **Adam Kepes** et **Jacques Monod**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

L'accumulation des galactosides par *Escherichia coli* correspond à un régime stationnaire dans lequel l'entrée du substrat dans la cellule serait catalysée par un système spécifique, tandis que la sortie s'effectuerait à une vitesse proportionnelle à la concentration intracellulaire de galactoside et indépendante de l'activité du système spécifique.

On sait (1), (2), (3) que l'accumulation de galactosides par *E. coli* possédant la galactoside-perméase est conforme à une isotherme :

$$G_{in} = \frac{y}{c} \frac{G_{ex}}{G_{ex} + K}, \tag{1}$$

où G_{in} est la quantité de galactoside intracellulaire à l'équilibre en présence d'une concentration extérieure G_{ex}; y/c est une constante dite « capacité », dépendant du degré d'induction des cellules et de la structure du galactoside; K est une « constante de dissociation », caractéristique d'un galactoside et indépendante de l'état d'induction [*cf.* également (4), (5)].

Deux hypothèses peuvent expliquer cette relation :

1. *Hypothèse stœchiométrique.* — Le galactoside est adsorbé sur des récepteurs spécifiques en quantité stœchiométrique. K est, dans ce cas, la constante de dissociation du complexe récepteur-galactoside.

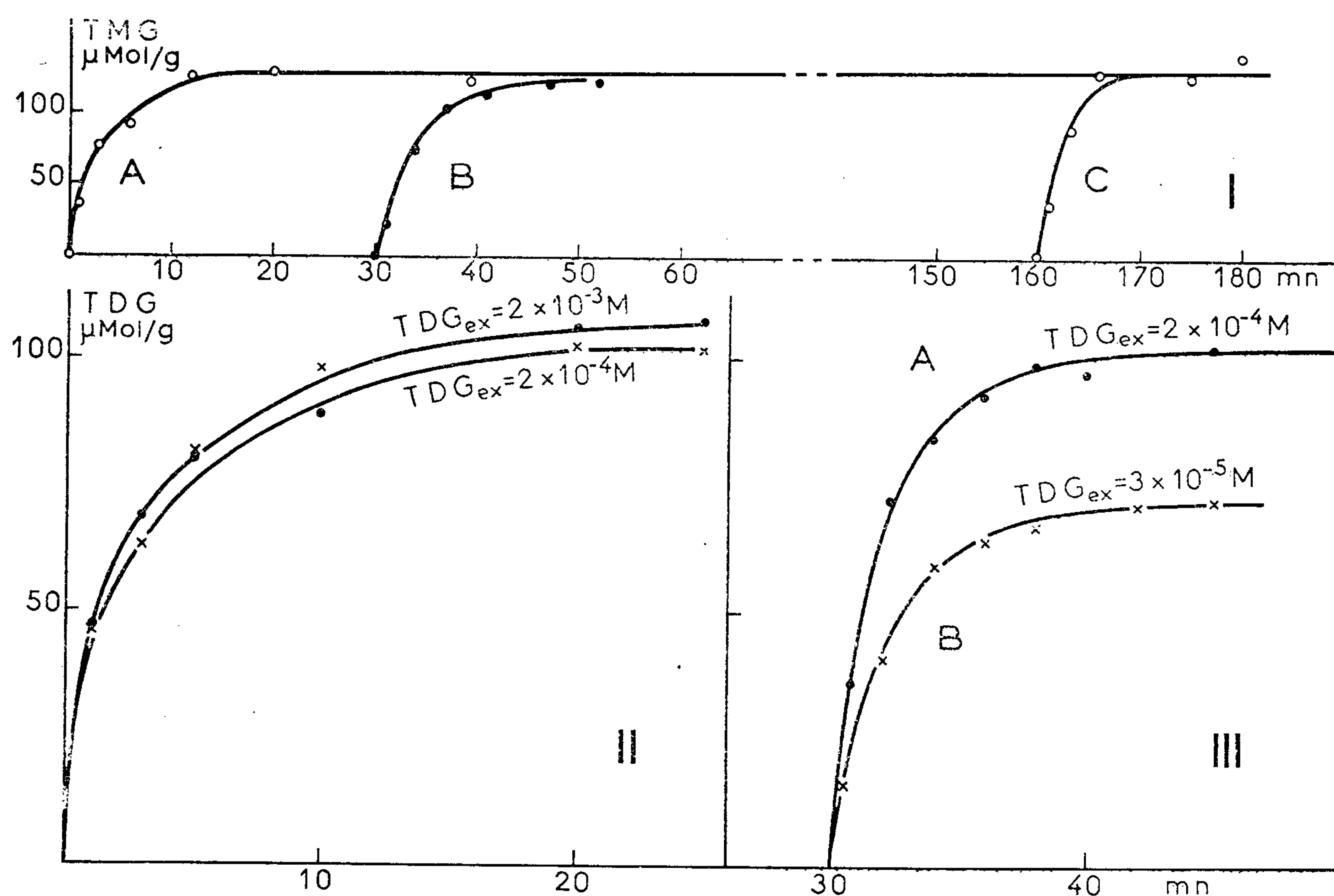
2. *Hypothèse de la perméase.* — Un système spécifique (la galactoside-perméase) catalyse l'entrée dans la cellule du galactoside qui en ressort par une voie indépendante, à une vitesse proportionnelle à son niveau de concentration intracellulaire (2), (3). Dans ce cas, G_{in} résulte d'un régime stationnaire où l'entrée et la sortie s'équilibrent; K est la constante de dissociation du complexe perméase-galactoside; y exprime l'activité de la perméase; c est la constante de vitesse de la réaction de sortie.

Le présent travail apporte des arguments en faveur de l'hypothèse 2.

Les expériences sont effectuées avec une souche de *E. coli* à β-galactosidase et à galactoside-perméase constitutives : ML 3089. Des cultures en croissance exponentielle sur milieu minéral maltosé sont additionnées de 50 μg/ml de chloramphénicol avant l'expérience. Les substrats employés sont le β-méthyl-

D-thiogalactoside (TMG) et le β-D-thiodigalactoside (TDG) soit marqués par ^{35}S, soit non radioactifs. Les suspensions sont mises en contact avec le substrat dans des fioles agitées en bain thermostatique. Des prises d'essai de 1 ml sont instantanément diluées dans 10 ml de milieu minéral à 0° C et filtrées sur des membranes « millipores », puis lavées avec deux fois 2 ml du même milieu glacé. Les filtres séchés servent directement à la mesure de la radioactivité du thiogalactoside intracellulaire.

Résultats. — *a.* Des volumes égaux d'une même suspension sont équilibrés, à 15° C, avec du TMG non radioactif, à la concentration finale de 10^{-3} M. A des temps variables, ils sont additionnés d'un volume quatre fois plus faible d'une solution du même substrat radioactif, à la même concentration. La courbe A du graphique I correspondant à la fiole qui a reçu simultanément un mélange de TMG radioactif et non radioactif, montre la vitesse d'entrée initiale et la constance de G_{in} en régime stationnaire. Les courbes B et C montrent que pendant toute la durée du régime stationnaire, le TMG intracellulaire non radioactif s'échange contre le TMG radioactif du milieu. Ce résultat, illustrant le fait que G_{in} correspond à un régime stationnaire, est qualitativement compatible avec l'hypothèse 1 comme avec l'hypothèse 2.



b. Deux volumes égaux d'une même suspension sont mis en contact, à 30° C, avec du TDG radioactif, aux concentrations finales 2.10^{-4} M et 2.10^{-3} M. On mesure la vitesse d'entrée dans les deux cas. Ces deux concentrations

sont respectivement 10 et 100 fois supérieures à K_{TDG}. Le graphique II montre qu'effectivement G_{in} à l'équilibre diffère très peu dans les deux expériences. Ce graphiqne montre en même temps que la vitesse d'entrée du substrat est sensiblement la même dans les deux cas. Ce résultat exclut que l'entrée soit contrôlée, comme le suppose la première hypothèse, par une vitesse de diffusion qui serait proportionnelle à la concentration de TDG employée dans chaque cas. En revanche, ce résultat est prévu par la seconde hypothèse, puisque la perméase catalysant l'entrée du TDG serait pratiquement saturée aux deux concentrations.

c. L'expérience représentée par le graphique III montre la vitesse d'échange du TDG radioactif contre du TDG non radioactif préalablement équilibré en régime stationnaire, à 26° C. Pour la courbe A, la concentration du TDG est 2.10^{-4} M, donc saturante ; pour la courbe B, elle est 3.10^{-5} M, légèrement supérieure à la demi-saturation. Les courbes continues tracées correspondent, pour les deux cas, à l'équation $G_t = G_\infty\left(1 - 2^{\frac{-t}{T}}\right)$ qui décrit la vitesse d'échange en régime stationnaire avec la même constante de temps de demi-échange $T = 1,35$ mn. G_{in} est donc proportionnel à la vitesse d'entrée $y\, G_{ex}/(G_{ex} + K)$. K représente bien alors la constante de dissociation de la perméase catalysant l'entrée, tandis que *c* est constant.

d. Deux suspensions équilibrées pendant 30 mn à 26° C, avec du TMG 10^{-3} M, sont additionnées de TDG 10^{-4} M. L'une des fioles contenant du TMG radioactif et du TDG non radioactif, permet de suivre la sortie du TMG préalablement accumulé ; l'autre, contenant du TMG non radioactif avec du TDG radioactif, permet de suivre l'entrée de ce dernier dans les mêmes conditions. Quand le nouvel état stationnaire est atteint, 15 μ mol/g de TDG sont pris par les cellules alors que 103 μ mol/g de TMG sur 134 μ mol/g préalablement concentrées sont libérés. Ce résultat exclut formellement que la compétition ait lieu au niveau de récepteurs stœchiométriques. Au contraire, le déplacement du TMG par le TDG est conforme quantitativement aux prévisions de l'hypothèse perméasique, compte tenu des affinités respectives des deux substrats pour la perméase.

(1) G. N. Cohen et H. V. Rickenberg, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 466.
(2) J. Monod, *Acad. Press Inc. Pub.*, New York, 1956, p. 7.
(3) H. V. Rickenberg, G. N. Cohen, G. Buttin et J. Monod, *Ann. Inst. Pasteur*, 91, 1956, p. 829.
(4) F. Stoeber (à paraître).
(5) G. N. Cohen et H. V. Rickenberg, *Ann. Inst. Pasteur*, 91, 1956, p. 693.

PHARMACOLOGIE. — *Le rôle de l'eau dans les phénomènes antagonistes de l'anesthésie cornéenne chez le Lapin.* Note de MM. **Raymond Charonnat** et **Paul Lechat**, présentée par M. Léon Binet.

Plusieurs types d'expériences sont apportés en faveur de l'existence d'une union réversible entre les récepteurs des terminaisons nerveuses et un anesthésique local, la cinchocaïne; la rupture de l'équilibre par apport d'eau est l'un des processus antagonistes de l'anesthésie cornéenne, mais il ne peut être le seul.

Des applications prolongées (10 mn) de solutions de chlorhydrate de cinchocaïne (0,1-0,25 °/₀₀) en excès, sur la cornée du Lapin laissent voir assez souvent des retards manifestes dans le départ de l'anesthésie; elle ne devient notable qu'après l'éloignement de la solution placée dans le cul de sac oculopalpébral; le phénomène n'est pas assez constant pour permettre une expérimentation sûre.

Le renouvellement en cours d'anesthésie (vers l'acmé) de l'application (pendant 5 mn) de la solution du même sel qui, au début de l'expérience a déclenché l'anesthésie cornéenne, amène en général une chute brutale de l'intensité d'anesthésie; celle-ci est mesurée, rappelons-le, par le nombre de coups nécessaire pour obtenir la fermeture des paupières; le protocole expérimental a été décrit et discuté récemment ([1]).

Ces observations, assez inattendues, méritant un examen plus approfondi, nous avons modifié les conditions d'application de l'anesthésique; la solution de chlorhydrate de cinchocaïne (0,1 °/₀₀) est laissée pendant 2 mn dans le cul de sac (et ensuite évacuée) à maintes reprises, aux temps 0, 10, 5 mn, puis de 10 en 10 mn; l'intensité d'anesthésie est observée par la technique citée aux 3, 6, 10 mn et de 5 en 5 mn. La courbe d'anesthésie présente alors de grandes oscillations, chaque bain provoquant en général une remontée de l'intensité anesthésique, mais après un nombre variable de bains (10 à 15) selon les animaux la valeur de l'anesthésie tombe exactement à zéro et les bains ultérieurs sont strictement inactifs. Le même phénomène s'observe quand on change la nature de l'anesthésique dans les bains successifs (cinchocaïne, puis cocaïne, tétracaïne, lignocaïne, procaïne).

L'impuissance finale de la cornée à subir l'anesthésie résulte-t-elle d'une fatigue ou d'une accoutumance quelconque ? Assurément non; il suffit alors d'injecter dans les veines de l'animal observé, l'une des substances qui s'opposent à l'antianesthésie, notamment le tartrate d'ergotamine (0,25 mg/kg); on voit ainsi l'anesthésie repartir et atteindre, sans application nouvelle d'anesthésique, une valeur globale souvent très supérieure à celle qui vient d'être observée dans l'anesthésie « entretenue ». Tout se passe comme si l'anesthésique s'accumulait au voisinage des

terminaisons nerveuses sans avoir la possibilité d'agir. Un bain de soluté à 9 °/₀₀ de chlorure de sodium appliqué 2 mn sur la cornée, avant l'injection de tartrate d'ergotamine, déplace l'anesthésique et l'ergotamine n'a plus alors qu'un effet négligeable.

Une action antagoniste de l'eau peut être obtenue par l'effet lacrymogène de l'isosulfocyanate d'allyle, l'anesthésie cornéenne est annulée presque instantanément; le bromacétate d'éthyle, la bromacétophénone n'ont pas sur le Lapin l'effet lacrymogène si constant chez l'Homme dans les mêmes conditions et ne modifient pas le cours de l'anesthésie. L'application d'eau distillée sur la cornée suffit même pour suspendre ou réduire fortement une anesthésie cornéenne en plein développement.

L'application d'un collyre à 2 ou à 5 % de sulfate d'atropine (une seule goutte) sur une cornée qui vient de retrouver sa sensibilité par apport hydrique, interne ou externe, amène en général en quelques minutes une dessiccation nette de la muqueuse et l'anesthésie reprend immédiatement des valeurs importantes, souvent très fortes. L'atropine n'a pas d'effet anesthésique dans ces conditions quand on l'applique en premier lieu; son application après celle de l'eau échoue parfois, surtout avec la solution à 5 % qui peut amener de l'irritation et des larmes; elle échoue régulièrement si l'on utilise la solution à 1 % en bain prolongé 2 mn.

Une hydratation excessive de la zone superficielle de la cornée où se trouvent les terminaisons nerveuses aboutit donc à rompre l'union entre les récepteurs et l'anesthésique. La régression spontanée de l'anesthésie ne peut toutefois être expliquée par ce seul phénomène, car à la fin d'une anesthésie normale, l'apport d'une goutte de solution à 2 ou 5 % de sulfate d'atropine ne laisse voir aucun retour d'anesthésie. Par contre, l'injection intraveineuse de 1 mg/kg de ce produit provoque un rappel d'anesthésie par un mécanisme qui doit être assez différent du précédent.

Le rôle défavorable de l'eau dans l'action des anesthésiques étudiés ici permet d'interpréter divers phénomènes et notamment la difficulté de l'anesthésie locale dans les tissus œdématiés.

(1) R. CHARONNAT et P. LECHAT, *Académie de Pharmacie*, séance du 23 janvier 1957, à paraître aux *Annales Pharmaceutiques françaises*.

PHARMACOLOGIE. — *Sur quelques aminométhylbenzoylbenzodioxans et leurs propriétés pharmacologiques*. Note de M. **ALBERT FUNKE**, Mlle **NÉRINA CIBRARIO** et M. **JOSEPH JACOB**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Recherches relatives à la préparation, à la structure et aux activités pharmacologiques, en particulier analgésiques, de quelques nouveaux aminométhylbenzoylbenzodioxans.

Les aminométhylbenzodioxans, étudiés d'abord par Fourneau et Bovet, sont surtout connus par leurs propriétés adrénolytiques [1].

Nous avons constaté qu'en substituant leur noyau aromatique par un groupe acyle ces propriétés disparaissent. Par contre, si ce groupe est représenté par un radical benzoyle, on observe d'autres activités pharmacologiques, en particulier analgésiques.

Ceci nous a paru d'autant plus intéressant que nous avons déjà rencontré de telles propriétés dans une série d'hétérocycles oxygénés voisine, celle des aminométhylcoumaranes Ar-acylés [2].

Mais dans la série des benzodioxans Ar-acylés, plusieurs isomères sont possibles dont l'activité peut être différente et il était indispensable de préciser la structure moléculaire de chacun d'eux. C'est pourquoi l'un de nous a décrit une synthèse des amino-méthyl-3 benzoyl-7 benzodioxans, tandis que la synthèse habituelle conduit à un mélange des deux isomères dont on peut isoler les aminométhyl-2 benzoyl-7 benzodioxans qui se forment en majeure partie [3].

Une troisième méthode de synthèse plus rapide et plus générale, consistant à faire réagir sur le chlorométhyl-benzodioxan un chlorure d'acide en présence de chlorure d'aluminium suivant la méthode de Friedel-Crafts, nous a donné également en prépondérance les chlorométhyl-2 benzoyl-7 benzodioxans. Dans une publication ultérieure nous décrirons en détails ces préparations.

Les activités analgésiques ont été déterminées chez la Souris avec une variante de la méthode de la plaque chauffante de G. Woolfe et A. D. Mac Donald [5] décrite dans des publications antérieures de ce Laboratoire [6]. Elles sont rassemblées, avec les toxicités chez le même animal, dans le tableau.

Dans les conditions expérimentales utilisées, les quatre composés en position 2 sont des analgésiques puissants, plus actifs que la Péthidine, trois d'entre eux étant au moins égaux à la morphine.

On observera que les dérivés de la morpholine sont plus actifs que ceux de la pipéridine et que la *p*-méthoxylation augmente le pouvoir analgésique. Ces influences structurales sont nettes si l'on compare le 3 633 CT ou le 3 638 CT au 3 570 CT; par contre, les différences entre les 3 633 CT, 3 638 CT et 3 639 CT sont faibles et statistiquement non significatives.

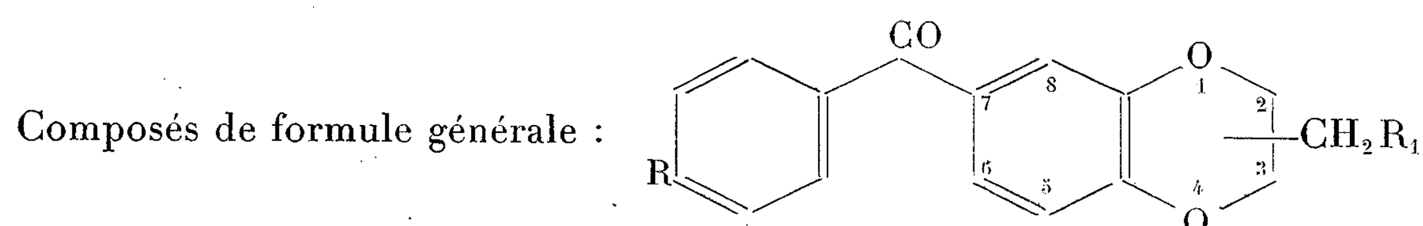
L'intérêt de ce groupe d'analgésiques nouveaux réside, non seulement dans leur haute activité mais aussi dans le fait que leur coefficient thérapeutique, chez la Souris, est voisin de celui de la morphine alors que, pour les autres analgésiques de synthèse (Péthidine, amidone), les coefficients thérapeutiques sont nettement inférieurs à ceux de l'alcaloïde naturel.

D'une façon générale, les autres propriétés pharmacologiques de ces composés, en position 2, les apparentent à la morphine, avec toutefois

des différences, qualitatives et quantitatives, qui seront décrites ultérieurement. Nous nous limiterons ici à signaler qu'ils ne dépriment pas l'hypertension adrénalinique chez le Chien anesthésié et que certains d'entre eux possèdent une activité anesthésique locale appréciable.

Activités analgésiques et toxicités chez la Souris (voie sous-cutanée).

Composés de formule générale :



N° CT.	R.	R_1.	Position.	F (**) (°C).	D. A. 50 (*).	D. L. 50 (*).	Coefficient thérapeutique.
3 570.....	H	—N	2	233	18 (15,6–20,7)	400 (364-452)	22
3 633.....	H	—N O	2	178	11,8 (9,6–14,4)	290 (240–350)	25
3 638.....	OCH_3	—N	2	181	11 (9-13,4)	280 (230-335)	25
3 639.....	OCH_3	—N O	2	160	9 (7,4–10,8)	330 (275-395)	37
3 656.....	H	—N	3	193	> 200	> 400	–
3 657.....	H	—N O	3	179	≃ 200	> 800	–
Morphine.....					12 (9,5–15,2)	405 (362-453)	34
Péthidine.....					26 (19,5–36,5)	195 (17–22)	6

(*) D. A. 50 : Doses analgésiques 50 %. D. L. 50 : Doses léthales 50 %. Ces doses sont exprimées en mg/kg s. c. Les nombres entre parenthèses représentent les limites fiducielles pour P : 0,05; toutes ces valeurs ont été calculées avec la méthode graphique de Lichtfield et Wilcoxon ([4]). D'une façon générale, cinq groupes d'animaux, au minimum, ont été traités pour chaque produit, chaque groupe comportant au moins 10 souris. Dans le cas des produits peu actifs (3 656 CT et 3 657 CT) on a réalisé seulement une estimation préalable avec deux ou trois lots de 5 ou 10 souris. Les mortalités étaient relevées après 48 h. On a considéré comme analgésiées les souris qui présentaient, 30 mn après l'injection, un allongement du temps de réaction hautement significatif ($P \leq 0,01$). La sévérité de ce critère, de même que la température relativement élevée de la plaque chauffante (58°C) contribuent à augmenter les doses analgésiques qui, pour la morphine et la péthidine, sont supérieures à celles fournies en général dans la littérature.

(**) Microbloc de Kofler.

Les deux corps en position 3 n'ont pas d'activité analgésique notable. Comme pour leurs isomères en position 2, le pouvoir adrénolytique est médiocre ou nul. L'un d'entre eux, le 3 656 CT est, comme son isomère, un anesthésique local; ceci montre que ce type d'activité, contrairement au pouvoir analgésique, n'est pas étroitement lié à la position du reste aminé.

(1) E. Fourneau et D. Bovet, *C. R. Soc. Biol.*, 113, 1933, p. 388.
(2) A. Funke, J. Jacob et K. von Däniken, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 149.
(3) A. Funke, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 360.
(4) J. T. Lichtfield et F. Wilcoxon, *J. Pharmacol.*, 96, 1949, p. 99.
(5) *J. Pharmacol.*, 80, 1944, p. 300.
(6) J. Jacob et J. Szerb, *Arch. Int. Pharmacol.*, 90, 1952, p. 301; J. Jacob et G. Grassi, *Experientia*, 9, 1953, p. 264.

BACTÉRIOLOGIE. — *Les lactobacilles dominants dans le tube digestif du Porc adulte.* Note (*) de MM. **Pierre Raibaud** et **Maurice Caulet**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

245 souches de lactobacilles isolés de la flore dominante dans le tube digestif du Porc adulte ont été identifiées selon la méthode de Briggs. Deux groupes sont prépondérants : des homofermentaires qui s'apparentent à *Lactobacillus acidophilus*, et des hétérofermentaires qui s'apparentent à *Lactobacillus fermenti*.

Dans une précédente Note (1) nous avons montré que la flore dominante, dans tous les segments du tube digestif chez le Porc adulte, était constituée par des lactobacilles, seuls ou associés à d'autres germes. Au sein de ce genre dont la répartition écologique est vaste, quelles sont les espèces représentées chez le Porc ?

Les souches étudiées ont été isolées et purifiées dans le milieu à l'autolysat de levure précédemment décrit (1) à partir de contenus stomacaux et intestinaux prélevés aussitôt après l'abattage des porcs. Les épreuves d'identification sont basées sur les caractères physiologiques et biochimiques indiqués par Briggs (2); croissance à 15° C, 45° C, 48° C, résistance à un chauffage de 90 mn à 60° C et de 30 mn à 65° C, tolérance à 4 % de ClNa, production de CO_2 à partir du glucose, désamination de l'arginine. Outre ces caractères principaux, nous avons étudié : la fermentation de l'amidon, la tolérance à 2 % de ClNa et à 2 % de sels biliaires et l'action sur le lait tournesolé. Nous avons noté également le type de la colonie à l'isolement : le type S, « smooth » qui correspond à des colonies lenticulaires, le type R, « rough », qui correspond à des colonies arborescentes, dont le diamètre peut atteindre 12 mm sur notre milieu.

Les deux grands groupes de lactobacilles — les hétérofermentaires et

les homofermentaires — se rencontrent en flore dominante dans le tube digestif du Porc adulte. Leurs caractères d'identification sont indiqués dans le tableau ci-dessous.

Nombre de souches	106.	139.
Types de colonies à l'isolement	S : 90 (*) R : 16	R
Désamination de l'arginine	+	—
Thermorésistance a 60° C (90 mn)	—	—
Thermorésistance a 65° C (30 mn)	—	—
Croissance à 15° C	—	—
Croissance à 45° C	+ : 104 — : 2	+ : 109 — : 30
Croissance à 48° C	—	—
Tolérance à 2 % ClNa	+	+
Tolérance à 4 % ClNa	— : 67 + : 39	— : 134 + : 5
Tolérance à 2 % sels biliaires	—	—
Acide à partir de l'amidon	—	+ : 78 — : 61
Action sur le lait tournesolé	— : 31 A (**) : 45 C (***) : 30	— : 9 A (**) : 8 C (***) : 122

(*) Les chiffres du tableau indiquent le nombre de souches qui présentent le caractère étudié.
(**) A : lait acidifié après 21 jours d'incubation.
(***) C : lait coagulé après 21 jours d'incubation.

Les hétérofermentaires appartiennent au groupe VIII de Briggs, qui comprend *Lactobacillus fermenti*. Cependant, les souches de *L. fermenti* étudiées par Sharpe (3) se développent toutes en présence de 4 % de ClNa et certaines en présence de 2 % de sels biliaires, alors que toutes nos souches sont inhibées par 2 % de sels biliaires et 64 % d'entre elles sont inhibées par 4 % de ClNa : il n'y a donc pas identité absolue entre ces souches et les souches typiques de *L. fermenti*. Le tableau montre que les homofermentaires qui dominent chez le Porc donnent des colonies de type R. Nous avons identifié une seule souche d'homofermentaires à colonies de type S : d'après la morphologie il s'agissait d'un lactobacille du type *L. bifidus*. Les 139 souches d'homofermentaires étudiées se rangent dans les groupes I et II de Briggs, auxquels appartient *L. acidophilus*. Leur morphologie — avec des formes d'involution fréquentes — l'absence de croissance à 48° C, la tolérance à 2 % de ClNa sont des caractères de *L. acidophilus* mais aucune de nos souches ne tolère 2 % de sels biliaires, 21 % sont incapables de se développer à 45° C, 56 % fermentent l'amidon en 1 à 3 jours en bouillon, autant de caractères qui n'appartiennent pas à *L. acidophilus* typique. Cependant Mann et Oxford (4) ont isolé à partir

de caillettes de chevreaux un lactobacille du type *acidophilus* qui fermentait l'amidon, ainsi que Harrison et Hansen ([5]) qui l'ont trouvé chez le Dindon.

Les deux types homofermentaires et hétérofermentaires se rencontrent à tous les niveaux du tube digestif depuis l'estomac jusqu'au rectum. Cependant le groupe homofermentaire domine nettement l'autre groupe. Chez certains porcs, le rapport homofermentaire/hétérofermentaire peut atteindre 10 000, mais il est, en général, compris entre 1 et 100 et rarement inférieur à 1. Ce rapport subit d'ailleurs des variations considérables d'un bout à l'autre du tube digestif chez un même animal.

Ainsi, ces deux types de lactobacilles, dont l'un s'apparente à *L. acidophilus* et l'autre à *L. fermenti*, représentent la presque totalité des lactobacilles présents dans le tube digestif du Porc où ils constituent une véritable flore spécifique.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

([1]) P. Raibaud, M. Caulet et G. Mocquot, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 683.

([2]) *J. Gen. Microbiol.*, **9**, 1953, p. 234.

([3]) Communication personnelle.

([4]) *J. Gen. Microbiol.*, **12**, 1955, p. 140.

([5]) *Zbl. Bakt.*, **161**, 1954, p. 125.

SÉROLOGIE. — *Sur les constantes de sédimentation des solutions purifiées d'isoagglutinines humaines anti-*B. Note de M^mes **Sabine Filitti-Wurmser** et **Yvette Jacquot-Armand**, présentée par M. Jacques Duclaux.

On a déterminé les constantes de vitesse de sédimentation des isohémagglutinines $\beta(A_1A_1)$ et $\beta(OO)$ en solutions purifiées par absorption spécifique et élution.

Des déterminations de vitesses de sédimentation d'isoagglutinines humaines anti-B ont montré qu'il existe entre elles des différences selon le génotype A_1O, OO ou A_1A_1 de l'individu dont proviennent les sérums ([1]). Il est donc important de donner à ces mesures une aussi grande précision que possible. Les isoagglutinines anti-B se trouvent à une très faible concentration dans les sérums humains normaux. La plupart de ceux-ci contiennent environ 2 mg/l. La difficulté de doser de très petites quantités d'agglutinine empêche d'expérimenter sur des sérums extrêmement dilués. Or la constante de sédimentation à dilution infinie S_{20} est obtenue en extrapolant la droite qui représente la constante expérimentale en fonction de la différence Δn d'indice de réfraction entre la solution étendue et le tampon. C'est pourquoi nous avons entrepris de soumettre à l'ultracentrifugation des préparations d'agglutinine débarrassées le plus possible des autres protéines du sérum. Des mesures ont été déjà faites ([2]) dans

ces conditions avec l'agglutinine $\beta(A_1O)$ et la valeur ainsi trouvée, $S_{20} = 15,5$, n'a pas différé du résultat obtenu sur les sérums.

La présente Note a trait aux isohémagglutinines $\beta(A_1A_1)$ et $\beta(OO)$. Afin d'en obtenir des préparations purifiées, nous avons comme précédemment profité de l'exothermicité de la combinaison de ces agglutinines avec l'agglutinogène B. L'agglutinine fixée à 4° C sur des stromas d'hématies B est éluée dans une solution tampon par agitation vers 50° C. Les stromas sont préparés suivant une méthode déjà indiquée ([3]) et qui ne diffère de celle de Boehm que par des détails destinés à éliminer des substances azotées non spécifiques et solubles à 56° C. Le dosage d'azote montre que la teneur en protéines étrangères est réduite dans les liquides d'élution au 1/1000^e de sa valeur dans les sérums.

On s'est assuré que les isoagglutinines ne sont pas modifiées au cours de la purification. Pour cela on a comparé à 37 et 4° C leur affinité vis-à-vis de l'agglutinogène B dans les solutions purifiées, avec leur affinité dans les sérums. Il résulte de l'application de la loi d'action de masse que les affinités sont égales si, l'inverse de l'agglutinine fixée par hématie étant portée contre l'inverse de l'agglutinine libre, on obtient des droites de pentes égales. Le tableau I présente pour chaque sorte d'isoagglutinine un type d'expérience.

TABLEAU I.

	Pentes.			
	Sérums		Élutions	
Génotype du donneur.	37° C.	4° C.	37° C.	4° C.
A_1A_1	2,0	-	2,1	-
OO	4,2	2,6	4,3	2,4

La vitesse de sédimentation est mesurée suivant la méthode de A. Tiselius, K. O. Pedersen et Th. Svedberg ([4]), avec une cellule à deux compartiments ([5]).

Les valeurs de Δn ont été comprises entre 0,0001 et 0,0009, alors que pour les sérums dilués Δn n'était pas inférieur à 0,002. Nous avons effectué 14 mesures pour l'agglutinine $\beta(A_1A_1)$ et 12 mesures pour l'agglutinine $\beta(OO)$. Les valeurs des constantes de sédimentation à dilution infinie obtenues par la méthode des moindres carrés et corrigées pour l'effet de température sur la viscosité sont :

Isoagglutinines.	S_{20}.
$\beta(A_1A_1)$	$8,4 \pm 0,3$
$\beta(OO)$	$5,7 \pm 0,2$

Ces résultats, en précisant les valeurs des constantes de sédimentation des isoagglutinines anti-B, confirment les différences de structure qui avaient été trouvées précédemment.

(1) S. Filitti-Wurmser, G. Aubel-Lesure et R. Wurmser, *J. Chim. Phys.*, 50, 1953, p. 236.

(2) R. Wurmser, S. Filitti-Wurmser et Y. Jacquot-Armand, *C. R. Acad. Brasil. Cienci.*, 26, 1954, p. 193.

(3) Y. Jacquot-Armand et S. Filitti-Wurmser, *Archiv. Sciences Physiol.*, 7, 1953, p. 233.

(4) A. Tiselius, K. O. Pedersen et Th. Svedberg, *Nature*, 140, 1937, p. 848.

(5) Nous avons utilisé l'appareil Spinco de la Station d'Ultracentrifugation du Centre National de la Recherche Scientifique. Les mesures ont été faites avec l'aide de M. Navier.

La séance est levée à 15 h 55 m.

L. B.

ERRATA.

—

(*Comptes rendus* du 17 décembre 1956.)

Note présentée le même jour, de M. *Pierre-A. Jacquet*, Nouvelle méthode pour le polissage électrolytique rapide des surfaces et ses applications métallographiques :

Page 2069, légende de la figure 2, *au lieu* de Laiton à 52,3 % Cu — 55,54 % Zn — 1,60 % Fe, *lire* Laiton à 46,1 % Cu — 52,3 % Zn — 1,60 % Fe.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 11 FÉVRIER 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

BACTÉRIOLOGIE. — *Sur un* Nocardia *africain producteur d'éléments coccoïdes à pigment noir.* Note de MM. **Raoul Combes, Jacques Kauffmann** et **Bernard Vazart.**

Il a été isolé des parois de termitières de Côte-d'Ivoire un *Nocardia* producteur de formes cocci pourvues d'un pigment noir. Cette espèce, douée de pouvoir celluloly-tique, non acidorésistante, non protéolytique, forme des colonies orangées ou brun clair devenant noires par production intensive d'éléments coccoïdes pigmentés.

Nous avons isolé de terres constituant les parois de termitières de Côte-d'Ivoire une Actinomycétacée qui se classe dans le genre *Nocardia* et dont les caractères sont les suivants :

Cultivée à la température de 30°, en colonies isolées, sur un milieu synthétique gélosé de pH 7 (KNO_3 1 g, KH_2PO_4 0,35, $MgSO_4$ 0,5, $FeSO_4$ 0,01, NaCl 0,05, $ZnSO_4$ 0,001, BO_3H_3 0,003, $MnSO_4$ 0,003, $CuSO_4$ 0,0005, glucose 20, gélose 20, eau 1000), cette espèce produit, vers le 2ᵉ ou le 3ᵉ jour, des colonies apparaissant sous forme de points blancs; vers le 6ᵉ jour, leur centre se teinte de brun clair; à mesure qu'elles croissent la coloration de la tache centrale devient progressivement plus foncée; vers le 10ᵉ jour elle est passée au noir sur ses bords et un cercle brun, devenant rapidement noir, apparaît entre la région centrale pigmentée et la périphérie (*fig.* 1, à gauche). D'autres cercles semblables se forment successivement autour du premier; chacun d'eux s'épaississant ils confluent et, après un mois, la surface de chaque colonie est devenue uniformément noire, brillante et d'aspect cireux (*fig.* 1, à droite). La colonie est alors surélevée en dôme; à sa périphérie elle a développé dans le milieu gélosé des ramifications rayonnantes grisâtres lui constituant une couronne plus ou moins régulière. A la surface de cette dernière peuvent apparaître des zones concentriques brunes, noircissant rapidement. Enfin cette couronne se prolonge dans le

milieu gélosé par un mycélium d'une extrême ténuité, non visible directement sur les cultures, mais manifestant sa présence par la production à sa surface d'une multitude de fins granules noirs. Le mycélium lui-même peut être mis en évidence dans le milieu gélosé par coloration à l'aide de la fuchsine. Dans les vieilles cultures les colonies peuvent atteindre jusqu'à 2 cm de diamètre; le dôme qu'elles ont formé s'est affaissé et s'est plissé en réseau, ou il s'est ouvert à son sommet en un cratère à bords dressés.

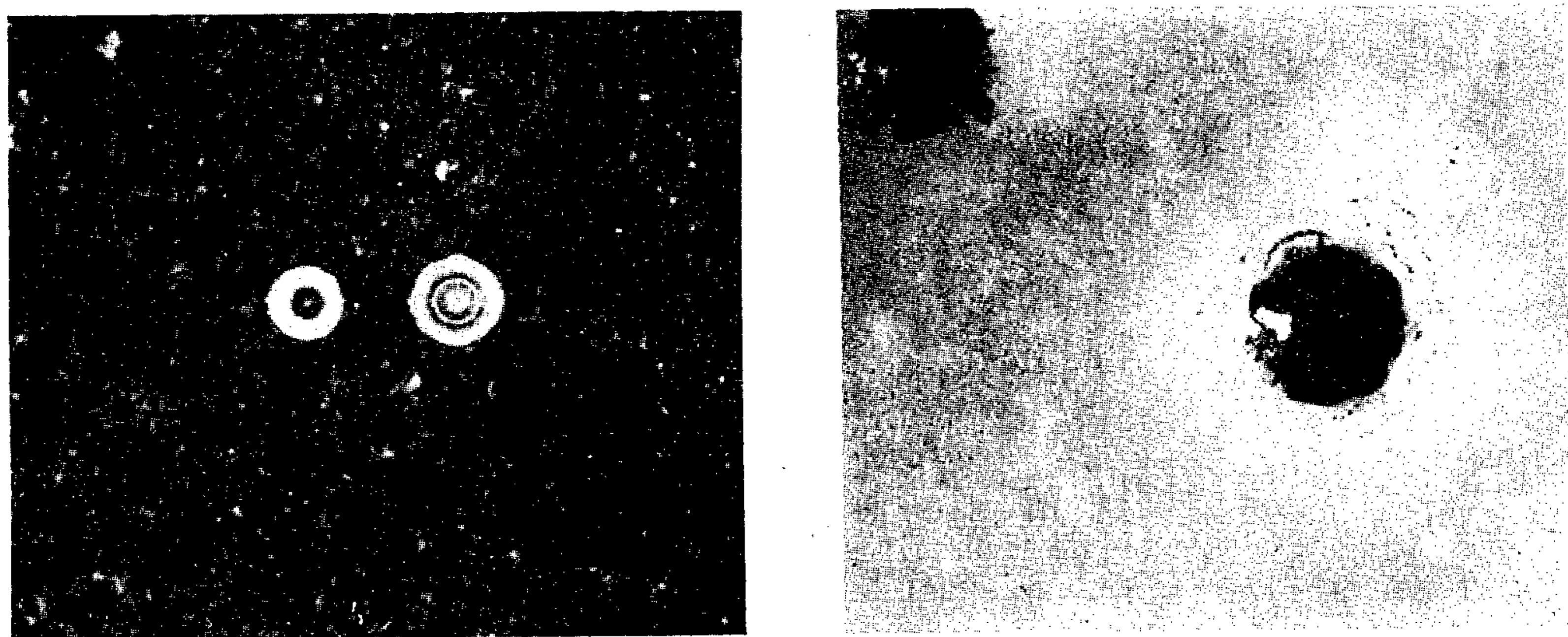


Fig. 1. — Culture sur milieu synthétique gélosé. *A gauche*, colonies de 10 jours; *à droite*, colonies de 6 semaines (G × 4).

L'examen des coupes pratiquées dans ces colonies, aux divers stades de leur développement, permet de constater que les colorations brunes, puis noires apparaissant à leur surface sous forme de tache centrale, de cercles concentriques, de revêtement continu, de zonation plus ou moins régulière, ou de semis de granules noirs, correspondent aux régions où le mycélium du *Nocardia* s'est transformé en éléments coccoïdes. Ce sont ces éléments, pourvus d'un pigment noir, qui en s'accumulant colorent les colonies, d'abord en brun clair, ensuite en brun foncé, puis en noir. Les coupes effectuées dans ces colonies à des âges différents, observées sans coloration, permettent de suivre la progression de cette formation d'éléments coccoïdes pigmentés, les régions où elle a lieu se détachant en noir sur le fond incolore du mycélium.

Sur bouillon de viande gélosé les colonies, blanches lorsqu'elles apparaissent, se teintent rapidement de rose, puis prennent une vive coloration orangée qu'elles conservent le plus souvent jusqu'à leur mort (*fig.* 2). Il arrive parfois qu'elles présentent tardivement des parties noires correspondant ici encore à la formation d'éléments coccoïdes.

Sur lait tournesolé la culture se développe en un voile rouge orangé

et en colonies isolées adhérentes aux parois verticales des tubes, sans virage du tournesol.

Sur pomme de terre, culture de couleur orangé vif, noircissant par places au cours de la 3e ou de la 4e semaine par production de formes cocci.

Sur bouillon de viande gélatiné le développement est très lent; après un mois la culture, de couleur orangée, demeure peu abondante mais la gélatine est liquéfiée.

Sur cellulose — papier filtre ou coton hydrophile lavés — humidifiée

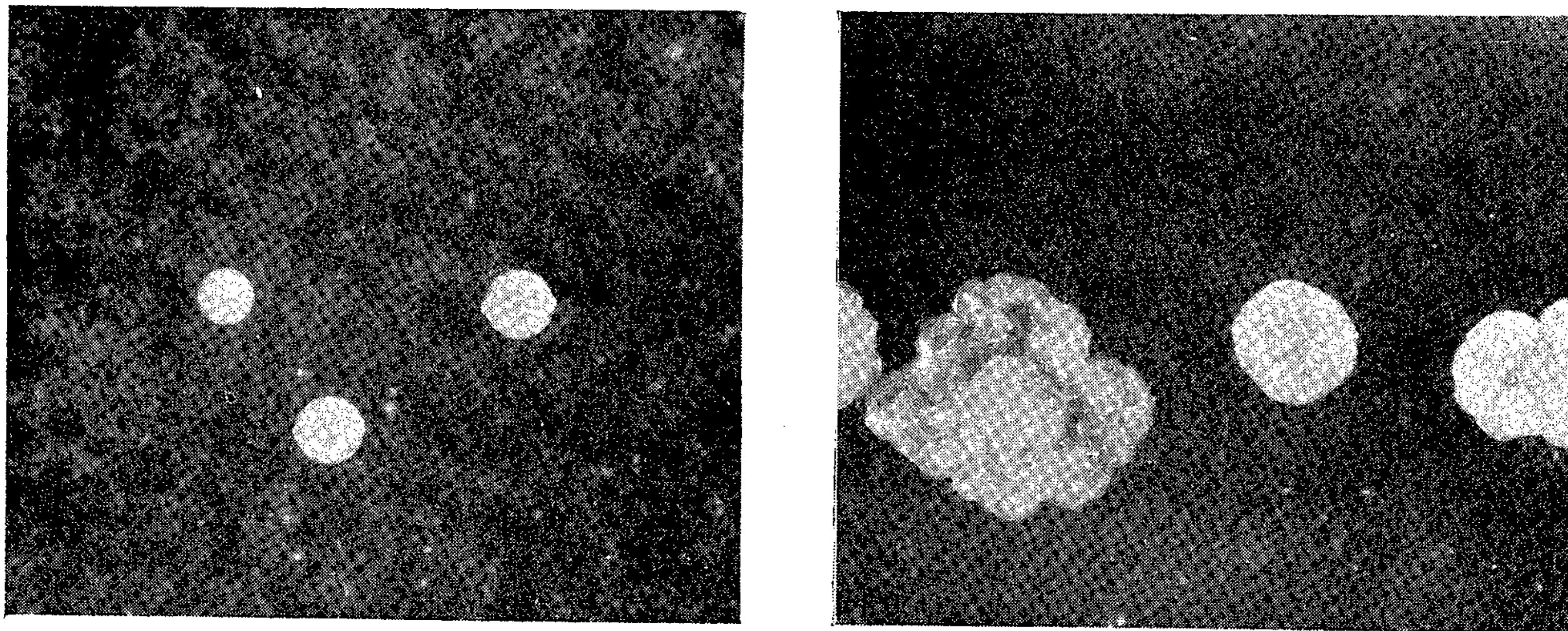


Fig. 2. — Culture sur bouillon de viande gélosé. *A gauche*, colonies de 10 jours; *à droite*, colonies de 6 semaines. (G × 4).

par un milieu synthétique minéral (le milieu indiqué ci-dessus moins le glucose et la gélose), en deux jours apparaissent des colonies brun clair qui commencent à noircir vers le 6e jour et se montrent alors surtout constituées de formes cocci. Après un mois les colonies ont atteint 2 à 4 mm de diamètre et sont entièrement noires; au cours de ce développement le papier ou le coton se désagrègent progressivement.

Sur paraffine, en présence d'un milieu synthétique liquide dépourvu d'azote et de carbone, des colonies blanches apparaissent vers le 5e jour; elles demeurent petites et forment rapidement des éléments coccoïdes.

En milieu synthétique glucosé liquide, à 30°, des colonies blanches apparaissent dès le 2e ou le 3e jour contre les parois des récipients. Ce sont alors des buissons de filaments ramifiés dépourvus de formes cocci. Vers le 5e jour elles se teintent de brun clair au centre, cette coloration correspondant au début de production des éléments coccoïdes. Après un mois de culture les colonies développées isolément sur le fond des vases ont atteint la grosseur d'une graine de pois; elles sont sphériques, brunes ou noires et riches en éléments coccoïdes; le liquide de culture demeure parfaitement limpide.

Au cours de ce développement en milieu synthétique liquide nous avons suivi la réduction du nitrate de potassium par le *Nocardia*. La formation de nitrite devient appréciable le 10ᵉ jour et elle croît ensuite rapidement.

Les cultures faites en présence de blanc d'œuf n'ont mis en évidence aucune action protéolytique.

La recherche de l'acidorésistance, effectuée sur des cultures en lait, a donné des résultats négatifs.

Les formes cocci produites par ce *Nocardia* conservent longtemps leur vitalité et résistent à la dessiccation. Des cultures faites sur bandes de papier filtre humidifiées par un milieu synthétique minéral, puis abandonnées à la dessiccation, renferment encore des éléments coccoïdes vivants, capables de donner des cultures normales, dix mois après leur déshydratation complète.

Ces éléments déshydratés résistent également bien à l'action de la chaleur. Les bandes de papier filtre préparées comme il vient d'être indiqué, couvertes de colonies constituées surtout de formes cocci déshydratées, donnent encore des cultures riches, sur bouillon de viande gélosé, après avoir été soumises à sec, pendant une heure, à la température de 140°.

Parmi les diverses souches de *Nocardia* à éléments coccoïdes noirs que nous avons isolées de terres de termitières africaines, trois formes distinctes ont été jusqu'ici reconnues, différant surtout les unes des autres par la plus ou moins grande rapidité avec laquelle elles produisent leurs formes cocci.

En conclusion, le *Nocardia* isolé des termitières de Côte-d'Ivoire, pour lequel nous proposons le nom de *Nocardia ivorensis*, organisme non acido-résistant, non protéolytique, produisant sur milieu synthétique gélosé des colonies brunes passant au noir, se place, dans la classification de Waksmann et Henrici, au voisinage du *Nocardia nigra* Krassilnikov. Il est surtout caractérisé par la coloration noire de ses éléments coccoïdes, par la longévité de ces derniers, par leur résistance à la dessiccation et à la chaleur, par son pouvoir cellulolytique, enfin par sa production de pigment orangé sur divers milieux.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Sur l'obtention de surfaces à courbures opposées.* Note de M. Georges Bouligand.

Je complète ici deux Notes (n_1) et (n_2) consacrées dans le champ réel au même sujet [1]. Il s'agira d'abord des équations aux dérivées partielles du premier ordre dont les surfaces *intégrales de classe* 3 *et lieux de caractéristiques* (conditions Γ) sont toutes *à courbures opposées;* puis de remarques sur les surfaces convexes introduisant, d'après le principe du n° 2 de (n_1) une équation du type elliptique.

1. Énoncée au début du n° 4 de (n_1), la *coïncidence des caractéristiques* de

l'équation proposée *avec une famille d'asymptotiques* (cône élémentaire réduit au cône d'un complexe de droites *non spécial*) est nécessaire sur l'ensemble des surfaces intégrales soumises aux conditions Γ. La nature même de ce résultat en fait une condition suffisante, dans le voisinage d'un élément de contact où $rt - s^2$ ne s'annule pas. Or, la dite coïncidence peut être recherchée moyennant des hypothèses moins restrictives : car au lieu de prendre le système S de toutes les surfaces intégrales soumises aux Γ, il suffit de retenir un ensemble de telles surfaces livrant en bloc la réunion des divers éléments de contact d'ordre 2 mis en jeu dans le système S. Quand on part de l'équation aux dérivées partielles $g(x, y, z, p, q) = 0$ sous sa forme générale, on peut l'introduire au moyen d'un champ de cônes, lequel donne l'ensemble de tous les éléments (x, y, z, p, q) du premier ordre annulant g. Pour passer à ceux du second ordre, il faut rassembler les conditions

$$g = 0, \qquad g_z p + g_x + s g_q = -r g_p, \qquad \text{et} \qquad g_z q + g_y + s g_p = -t g_q,$$

en vertu desquelles, sous réserve de supposer g_p et g_q non nuls, il suffit sur chaque élément d'ordre 1, de préciser la valeur de s, d'où l'on déduira r et t. D'après cela, en s'inspirant d'une idée classique de Lagrange, on cherchera sans doute une famille d'intégrales dépendant d'un nombre suffisant de paramètres essentiels pour atteindre le résultat cherché, et cela sous la forme

$$V(x, y, z; \mathbf{a}) = 0$$

$\mathbf{a}$ désignant un point courant d'un espace cartésien $R^{(k)}$ ou d'une variété $V^{(k)}$. Ce recours à l'entier k comme élément inconnu est inopérant, car il ne s'agit pas ici d'une question pactisant avec un traitement exclusivement local où il suffirait de requérir la dimension. On ne peut donc, pour retrouver en bloc tous les éléments d'ordre 2 des intégrales (sans conditions Γ) de $g = 0$, se contenter de l'hypothèse $k = 3$.

C'est ce que confirme le cas d'une équation

$$g = p^2 + q^2 - f^2(z) = 0$$

$f(z)$ étant un polynome avec un ou plusieurs zéros réels z_i. Pour Oz verticale, l'espace est ainsi séparé en un nombre fini de couches horizontales entre deux demi-espaces et chacune de ces régions a rôle autonome, aucun arc de caractéristique ne traversant un plan horizontal de séparation. En prenant $f(z) = 1 - z^2$, on aurait dans la couche $|z| < 1$ la famille d'intégrales

$$z = \operatorname{th}\left[\sqrt{(x - a_1)^2 + (y - a_2)^2} + a_3\right]$$

que l'on ne saurait admettre comme intégrale complète après avoir lié a_1, a_2, a_3 par une relation; car elle n'épuise pas les éléments d'ordre 1, et pas plus ceux d'ordre 2.

Autre exemple : prenant dans la $V^{(3)}$ de $R^{(4)}$ définie par $xy\,\mathrm{tg}\,u = z$, laquelle

est homéomorphe à un $R^{(3)}$, un champ de cônes ayant la disposition morcelée du précédent, on formera $g = 0$ en projetant ce champ de cônes sur l'espace $u = 0$.

On voit ici qu'il est préférable d'énoncer *sous forme géométrique* les hypothèses concernant le champ de cônes qui correspond à $g = 0$ quant à son uniformité et aux conditions permettant d'éviter des circonstances du genre précédent. Il faudrait approfondir cet aspect de la théorie des équations du premier ordre pour développer l'application du principe exposé au n° 4 de la Note (n_1). Dès maintenant sous des conditions locales astreignant jusqu'à un ordre fini les dérivées de g, on peut montrer que si l'intégrale $V(x, y, z; \mathbf{a}) = 0$ parvient à épuiser les éléments de contact d'ordre 1, elle fera de même pour ceux d'ordre 2. Ce qui permet, pour $k = 3$, de conclure, dans le sens pressenti.

2. Je passe à la question signalée dans (n_2), pour une surface de translation donnée du type $z = A(x) - B(y)$ avec $A'' = X^2$, $B'' = Y^2$. La recherche d'une solution $\varphi(x, y)$ de l'équation notée $(e\varphi)$ revient à écrire, dans le plan des x, y, que l'intégrale de $Y^2\varphi_x dy + X^2\varphi_y dx$ est nulle le long de tout contour fermé. De sorte qu'en rapportant le plan aux variables ξ, η telles que $d\xi = X\,dx$, $d\eta = Y\,dy$, et appelant X^*, Y^* les expressions de X, Y en ξ, η respectivement, on transforme $(e\varphi)$ en l'équation

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\left(X^*Y^*\frac{\partial\varphi}{\partial\xi}\right) - \frac{\partial}{\partial\eta}\left(X^*Y^*\frac{\partial\varphi}{\partial\eta}\right) = 0$$

qui n'admet pas l'intégrale générale écrite dans (n_2) au début de la section 2. Mais il reste une difficulté au moins égale à distinguer les intégrales convexes de $(e\varphi)$. La suite de (n_2) est sans changement.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 419, Note (n_1) et 700, Note (n_2).

AÉRODYNAMIQUE. — *Le rôle de la méthode autorotationnelle et de celle des spectres aérodynamiques dans la mise en évidence du principe de l'aile à fente.* Note de M. **Dimitri Riabouchinsky.**

Rappel et précisions des recherches qui ont préparé le terrain pour la mise en pratique du procédé supersustentateur nommé *aile à fente du bord d'attaque*.

On est redevable à O. Lilienthal (1) de l'importante constatation, que, pour certains angles d'attaque, la résultante des forces aérodynamiques, agissant sur une surface légèrement incurvée, peut être non seulement orthogonale à la corde de son profil, mais même comprendre une composante parallèle à cette corde, dirigée vers le bord d'attaque (*fig.* 1).

On se rend compte en considérant cette figure, que la finesse d'une

surface portante, $R_y : R_x = \text{cotg}(i - \alpha)$, augmente lorsque l'angle α tend à se rapprocher de sa valeur limite i, et diminue lorsqu'il s'en éloigne ou devient négatif.

Une intéressante application de la constatation de Lilienthal fut faite par le savant danois P. La Cour [2], qui réalisa le modèle d'un moulin à vent, dont les deux ailes étaient des surfaces incurvées parfaitement symétriques n'ayant pas subi une déformation hélicoïdale. Ce moulin, exposé au vent, pouvait tourner indifféremment dans l'un ou dans l'autre sens, selon l'impulsion initiale qu'on lui avait donnée. La Cour considérait comme évident que si la surface était plane, et non incurvée, l'inclinaison de la résultante des pressions aérodynamiques vers le bord d'attaque, serait impossible. Il formulait ainsi une opinion qui était certainement partagée par tout le monde à cette époque.

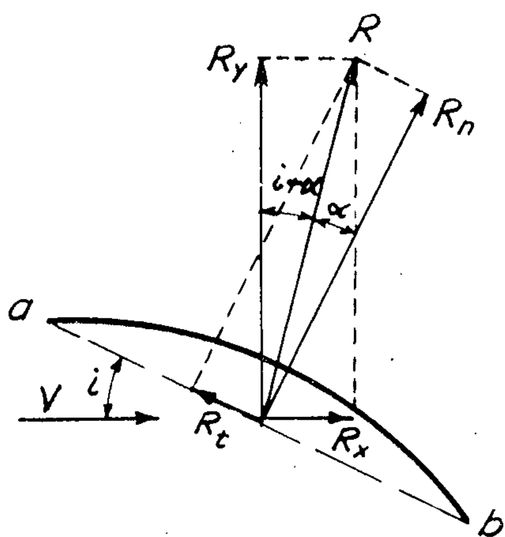


Fig. 1

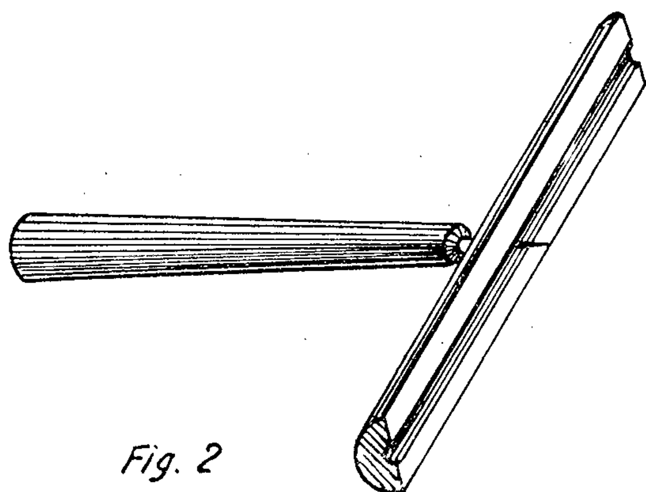


Fig. 2

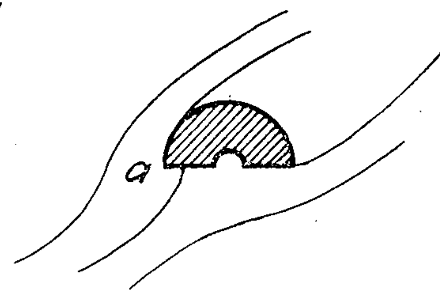


Fig. 3

Au Congrès d'Aérostation scientifique à Saint-Pétersbourg en 1905, l'ingénieur anglais P. Alexander a montré l'expérience d'un petit rotor symétrique pouvant tourner, exposé au vent, dans l'un ou dans l'autre sens (*fig.* 2).

En méditant sur l'expérience d'Alexander, je m'expliquais ce phénomène comme étant dû à une dépression considérable dans le voisinage immédiat de l'arête *a* (*fig.* 3), déterminée par la petitesse du rayon de courbure des lignes de courant du mouvement relatif *adhérent à l'extrados du rotor*.

Si cette hypothèse était juste, un plan mince devrait également pouvoir tourner dans les deux sens, si on lui communiquait une vitesse angulaire suffisamment grande. Je fis l'expérience avec une plaque en aluminium de 1,7 mm d'épaisseur — elle confirma mon hypothèse.

J'ai nommé ce phénomène « autorotation », appellation que tous mes collègues semblent avoir adoptée [3].

Je mentionnerai deux autres conséquences de cette explication, que j'avais prévues et qui furent également confirmées par l'expérience ([4]).

1° La vitesse d'autorotation doit dépendre de la forme du bord d'attaque et, par conséquent, les planchettes dont les sections sont données dans la figure 4 doivent réagir comme suit : la première planchette doit tourner le plus vite, la seconde planchette doit tourner à une vitesse angulaire moindre, la dernière ne peut pas être mise en état d'autorotation. L'expérience a montré qu'il en est effectivement ainsi.

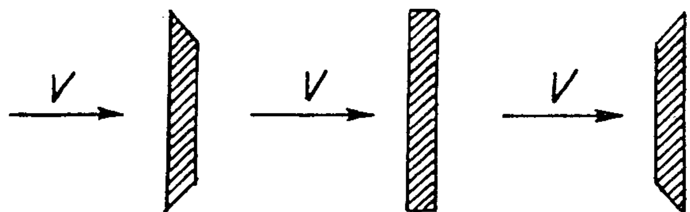


Fig. 4

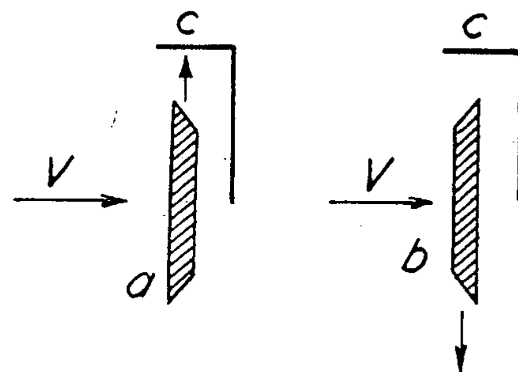


Fig. 5

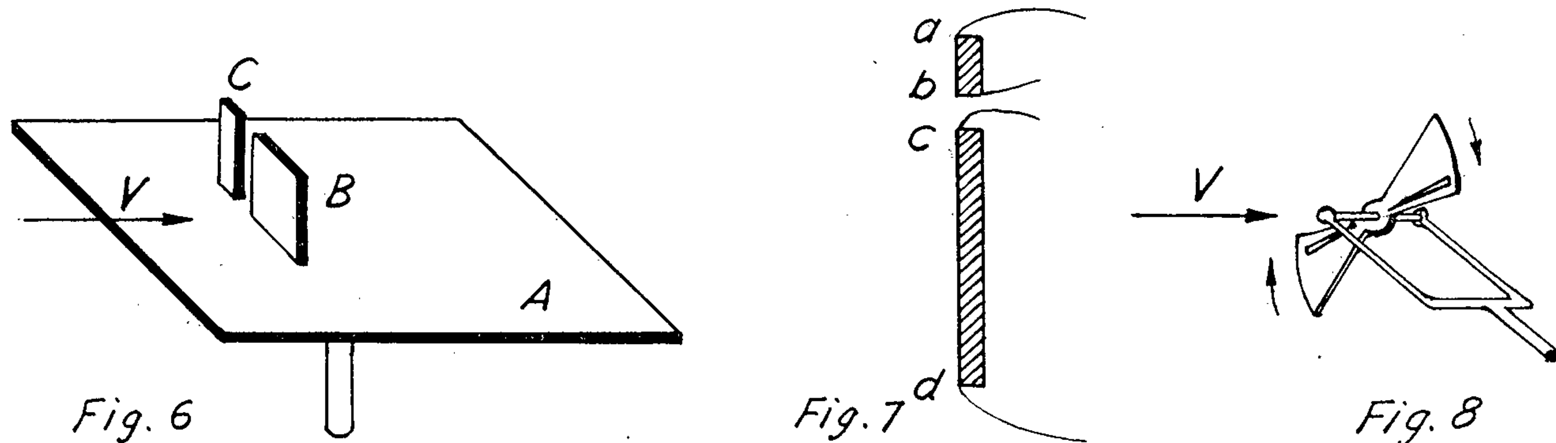
2° Une augmentation *artificielle* de la courbure des lignes de courant dans le voisinage d'une arête doit produire un effet analogue à celui des lignes de courant du mouvement relatif au voisinage du bord d'attaque d'une plaque en autorotation. On constate, en effet (*fig.* 5), que la planchette *a* est attirée vers la paroi de l'angle C, tandis que la planchette *b* en est, au contraire, repoussée.

Il résulte de ces remarques qu'en mesurant l'accélération et la vitesse d'autorotation de surfaces de différentes formes, on peut juger, dans une certaine mesure, de la finesse relative de ces formes en tant qu'ailes sustentatrices.

Dans mon travail *Spectres aérodynamiques* ([5]), j'ai exposé une méthode de visualisation des mouvements d'un fluide autour d'un corps placé sur une surface plane horizontale, saupoudrée de lycopode, dans une soufflerie. Dès que le courant d'air commence à circuler, on donne, avec un petit marteau, un coup sec sur l'un des bords du plateau. Ce choc détermine l'apparition des lignes de courant autour du corps, ainsi que les traces de certains mouvements tourbillonnaires déterminés par la présence du plateau. Ce procédé a éclairé d'un jour nouveau le comportement des fluides dans la couche limite, mais a permis aussi de juger des singularités de l'écoulement autour de divers obstacles.

La figure 6, par exemple, représente le *spectre aérodynamique* obtenu avec les deux planchettes *a* et *b*, de largeurs différentes, placées sur le plateau (*fig.* 6). Les écoulements latéraux de la planchette *a* étant plus importants que ceux de la planchette étroite *b*, il en résulte que le point

de vitesse nulle et, par conséquent, de pression maxima doit apparaître au voisinage de l'arête intérieure *b* de la planchette *ab* (*fig.* 7). L'examen du spectre de la figure 9 confirme ce raisonnement, qui m'a conduit à expérimenter *le secteur à fentes* représenté sur la figure 8.



Ce secteur n'était limité que par des surfaces planes parallèles ou orthogonales au courant de la soufflerie, pour mettre bien en évidence le nouveau principe de l'aile à fente, en éliminant tout effet de plan incliné.

Dans le courant de la soufflerie, ou dans une cuve à circulation d'eau, le secteur à fentes de la figure 8 se met spontanément en mouvement et sa vitesse angulaire, en s'accélérant, atteint celle qui correspond au régime autorotatoire, c'est-à-dire celui de l'adhérence, plus ou moins complète, des lignes de courant du mouvement relatif à l'extrados du secteur.

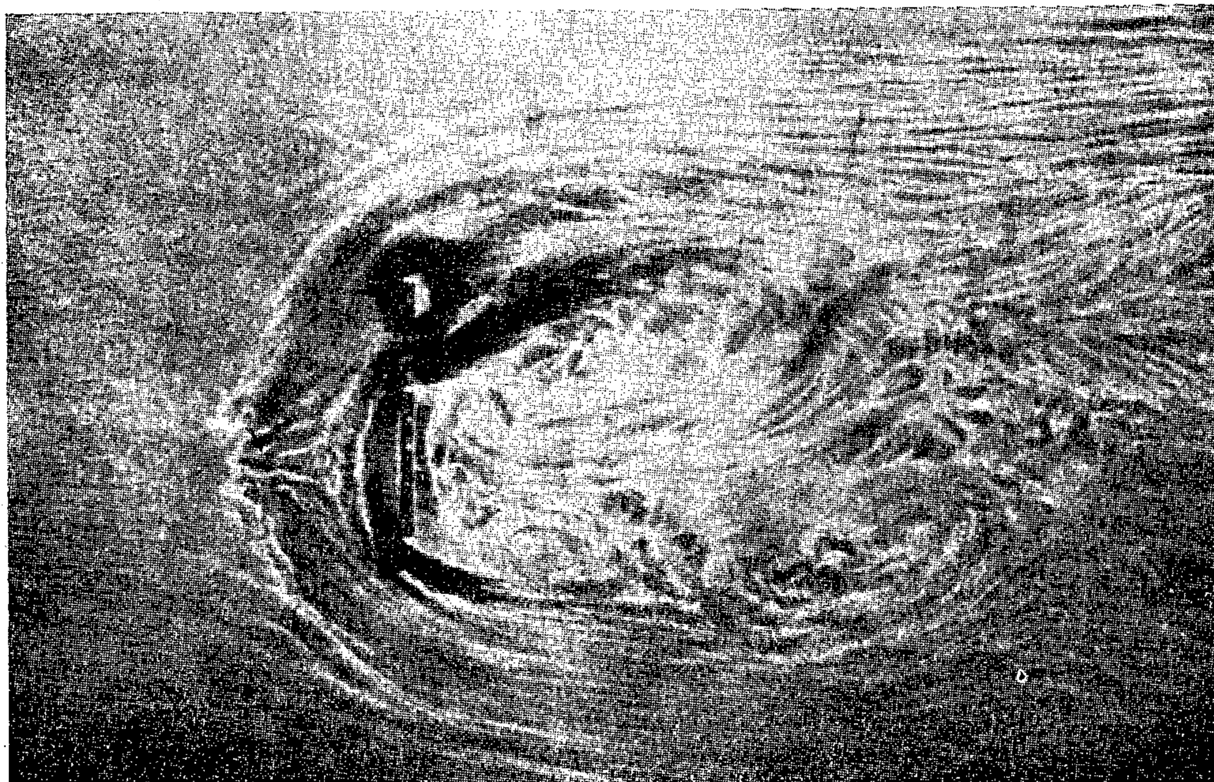


Fig. 9.

Selon mon principe de travail habituel, en tant que physicien, j'ai dégagé l'idée essentielle en laissant d'abord de côté la question de meilleure efficacité, mais je me rendais bien compte, en publiant en 1909 la descrip-

tion de l'expérience du secteur à fente et de celle qui est représentée schématiquement sur la figure 5, que ce nouveau principe trouverait un jour des applications pratiques. Ceci arriva effectivement dix ans plus tard, lorsque F. Handley Page breveta en 1919 son important dispositif d'ouverture automatique, de la fente du bord d'attaque de l'aile, qu'il appela « sloted wing », c'est-à-dire « aile à fente ».

Je terminerai en rappelant l'aile sustentatrice munie de plusieurs fentes, proposée, vers la fin de la première guerre mondiale, par G. Lachmann et le travail de A. P. Thurston ([6]) sur l'interaction de deux plans, dont celui placé en avant est de moindre dimension. A. P. Thurston avait entrevu l'importance de ce dispositif pour l'augmentation de la stabilité des avions.

([1]) *Der Fogelflug als Grundlage der Fliegekunst*, 1889.

([2]) *Forsøg med Møllemodellen*, Jngeniøren, 1897, p. 61.

([3]) D. Riabouchinsky, *Bull. de l'Inst. Aérodynamique de Koutchino*, fasc. 1, Saint-Pétersbourg, 1906, p. 18-20. Le fascicule 1 étant épuisé, il a été réimprimé à Moscou en 1912. L'en-tête de cette réimpression indique que c'est une deuxième édition du même fascicule 1.

([4]) D. Riabouchinsky, *Bol. d. Soc. Aer. Italiana*, 2, 1908; *Bull. de l'Inst. Aérodynamique de Koutchino*, fasc. 2, Moscou, janvier 1909, p. 103-113.

([5]) D. Riabouchinsky, *Bull. de l'Inst. Aérodynamique de Koutchino*, fasc. 3, Moscou, décembre 1909, p. 63, spectre n° 30.

([6]) A. P. Thurston, *Flight*, Londres, 20 novembre 1917.

En faisant hommage à l'Académie de son Ouvrage intitulé : *Traitement d'urgence des intoxications*, écrit en collaboration avec M. René Truhaut et Mlle Marie-Thérèse Régnier, M. **René Fabre** s'exprime en ces termes :

Très fréquemment, le médecin se trouve en présence d'un malade présumé intoxiqué, pour lequel des soins d'urgence s'imposent de toute nécessité.

Avant tout examen de laboratoire obligatoirement un peu long, parce que difficile et délicat, le praticien doit intervenir en basant son diagnostic sur l'examen symptomatologique de l'intoxiqué et sur les anamnestiques qu'il pourra recueillir au cours de son enquête. Il est bien évident qu'il ne peut feuilleter un important traité de Toxicologie, et la lecture de détails de technique analytique ou de la description de divers toxiques ne présente en l'occurence qu'un intérêt limité. C'est pourquoi, dans le cadre de la Bibliothèque de Thérapeutique Médicale du Professeur Turpin, il a paru logique et nécessaire de consacrer un volume au traitement d'urgence des intoxications.

Dans ce traité, le praticien pourra trouver facilement tous renseignements relatifs aux soins à dispenser rapidement au patient. L'étiologie des intoxications, la symptomatologie et le traitement de celles-ci sont indiqués avec détail, non seulement pour les poisons classiques, mais pour les nombreux produits

synthétiques proposés actuellement à la thérapeutique et dont la posologie n'est peut-être pas toujours fixée de façon parfaitement applicable à tous les cas. Or, entre un médicament et un poison, il n'est souvent qu'une question de dose, ainsi que l'a dit Claude Bernard, et la zone de sécurité entre la dose active thérapeutiquement et la dose toxique est souvent fort étroite.

Aussi, les auteurs ont-ils voulu faire profiter le lecteur de l'importante bibliographie qu'ils ont rassemblée sur les accidents ou incidents relevés dans la littérature spécialisée la plus récente, afin qu'il puisse intervenir en parfaite connaissance de cause.

L'Ouvrage, en outre, contient des tableaux synoptiques résumant les caractéristiques essentielles des symptômes et des traitements relatifs aux substances décrites dans les divers chapitres. On y trouve, enfin, des tableaux renseignant sur la posologie pour adultes et pour enfants des divers médicaments présentant quelque importance actuelle.

De la sorte, les auteurs espèrent avoir atteint le but qu'ils se proposaient, à savoir de servir utilement, par ce traité, la défense de la santé des hommes.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **Louis de Broglie** : *Nikola Tesla, Lectures, Patents, Articles,* published by Nikola Tesla Museum (Beograd, Yugoslavia).

DÉSIGNATIONS.

M. **Albert Caquot** est désigné pour représenter l'Académie dans le Conseil de perfectionnement de l'École Polytechnique, réorganisé par le décret du 28 janvier 1957.

CORRESPONDANCE.

Le Comité d'organisation générale du **XV^e Congrès international de Psychologie** invite l'Académie à se faire représenter à ce Congrès qui se tiendra à Bruxelles, du 28 juillet au 3 août 1957.

L'Académie est informée d'un **Symposium internazionale sui farmaci psicotropi**, qui aura lieu à Milan, les 9, 10 et 11 mai 1957.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *L'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques.* Actes de la Confé-

rence internationale de Genève, août 1955. Volume VI : *Géologie de l'uranium et du thorium*. Volume IX : *Matériaux : essai et traitement chimique*. Volume XIII : *Problèmes juridiques, administratifs et sanitaires. Normes de sécurité*. Volume XVI : *Séances générales, Conférences spéciales et répertoire des actes*;

2° Vocations, VI. *Henri Poincaré ou la vocation souveraine*, par ANDRÉ BELLIVER;

3° *Questions d'arithmétique*, par VICTOR THÉBAULT, in *Mathesis*;

4° HENRI MARGULIS. *Les théories pédologiques et agronomiques de l'Académicien Williams*;

5° *Gœthe und Oken, ihre Beziehungen* 1805-1811. « *Huldigung* » *une* « *Præokkuppation* », par HERMANN BRÄUNING-OKTAVIO.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Transmutations d'opérateurs différentiels dans le domaine complexe*. Note de MM. **JEAN DELSARTE** et **JACQUES LOUIS LIONS**, transmise par M. Henri Villat.

Sur l'espace des fonctions entières d'une variable complexe, deux opérateurs différentiels de même ordre, sans singularités, peuvent toujours être transmués l'un dans l'autre. Applications.

1. Soit H l'espace des fonctions entières d'une variable complexe x, muni de la topologie usuelle. On désigne par D l'opérateur d/dx et l'on considère l'opérateur différentiel

$$\mathrm{A} = \sum_{j=0}^{j=m} a_j(x)\,\mathrm{D}^j, \qquad a_j \in \mathrm{H}, \qquad a_m = 1. \tag{1}$$

THÉORÈME. — *Il existe toujours une infinité d'isomorphismes* X *de* H *sur lui-même, tels que*

$$\mathrm{D}^m \mathrm{X} = \mathrm{XA}. \tag{2}$$

Un tel opérateur X sera appelé : *isomorphisme de transmutation de* A *en* D^m.

Il résulte évidemment du théorème que si B est un deuxième opérateur d'ordre m, de la même forme que A, il existe toujours des isomorphismes de transmutation de A en B.

L'essentiel de la démonstration du théorème consiste dans la construction explicite d'un isomorphisme de transmutation particulier : pour tout $f \in \mathrm{H}$, on considère la série

$$\sum_{k \leqq 0} \sum_{p=0}^{p=m-1} \mathrm{D}^p \mathrm{A}^k f(0) \frac{x^{p+km}}{(p+km)!}, \tag{3}$$

on montre que la série (3) converge dans H. Soit Xf sa somme : on a ainsi défini un opérateur linéaire continu X de H dans H. Il est immédiat que (2) a lieu. On montre ensuite que X est un isomorphisme en construisant explicitement l'opérateur inverse.

Notons que l'opérateur X ainsi construit vérifie

$$D^j X f(0) = D^j f(0) \qquad (j = 0, 1, \ldots, m-1),$$

c'est le seul isomorphisme de transmutation à posséder cette propriété.

On obtient évidemment tous les isomorphismes de transmutation possibles de A en D^m en composant l'opérateur X ci-dessus avec un isomorphisme U de H sur lui-même tel que

$$(4) \qquad D^m U = U D^m.$$

Soit $\mathcal{G}_m$ le groupe formé par ces isomorphismes. Si $m = 1$, $\mathcal{G}_1$ est le groupe des translations-homothéties dans C; $f(x) \to af(x+b)$. Pour $m \geqq 2$, on peut caractériser $\mathcal{G}_m$ de la façon suivante : tout $U \in \mathcal{G}_m$ est de la forme

$$U f(x) = \sum_{j=0}^{j=m-1} \int_C g_j(y) f(y + \omega^j x)\, dy \qquad \omega = \exp \frac{2\pi i}{m},$$

les fonctions g_j étant les transformées de Borel de fonctions M_j entières de type exponentiel ([1]), assujetties à la condition :

$$\text{dét}[M_{j-k}(\lambda\omega^j)] = \text{constante non nulle.}$$

Les matrices $||M_{j-k}(\lambda\omega^j)||$ fournissent une représentation fidèle de degré m du groupe $\mathcal{G}_m$.

Remarques. — On a un théorème analogue en remplaçant l'espace H par l'espace des fonctions holomorphes à l'origine.

Pour $m = 2$, on peut donner une démonstration plus simple du théorème en opérant comme dans ([2]) ou ([3]).

2. *Quelques applications.* — Les isomorphismes de transmutation permettent de définir des « translations généralisées » attachées à A, comme il est fait pour $m = 2$ et dans le domaine réel dans ([2]) et les travaux de Levitan. On a également une définition directe de ces « translations généralisées » comme dans ([4]). La formule de Taylor générale ([5]) devient ici

$$f = \sum D^p A^k f(0)\, \theta_{p+km} \frac{1}{(p+km)!},$$

où les fonctions θ_n sont définies comme suit :

$$\text{si } n \leqq m-1, \qquad A\theta_n = 0, \qquad D^j\theta_n(0) = j!\,\delta_{nj} \qquad (j = 0, 1, \ldots, m-1),$$

$$\text{si } n \geqq m, \qquad A\theta_n = \frac{n!}{(n-m)!}\theta_{n-m}, \qquad D^j\theta_n(0) = 0 \qquad (j = 0, 1, \ldots, m-1).$$

Une autre utilisation des isomorphismes de transmutation est la suivante : si $y \in C^n$, si P_y est un opérateur différentiel en y à coefficients constants, on ramène les opérateurs différentiels en x et y : $Q(A_x, P_y)$ (Q, polynome), à des opérateurs différentiels à coefficients constants en x et y. On utilise alors ([6]) pour obtenir des théorèmes d'existence de solutions.

Notons enfin que les transmutations X permettent de déterminer les fonctions

entières qui sont moyenne-périodiques par rapport au groupe des isomorphismes de transmutation de A en lui-même.

3. Dans le cas réel, i. e. R au lieu de C, H étant remplacé par l'espace $\mathcal{E}$ des fonctions indéfiniment différentiables sur R et l'opérateur (1) par un opérateur de même type mais à coefficients dans $\mathcal{E}$, il n'est pas vrai qu'il existe toujours un isomorphisme X de $\mathcal{E}$ sur lui-même donnant lieu à (2), sauf si $m=2$ [*cf.* ([2]), ([3]) et pour des espaces différents ([7])]. La classification sur R des opérateurs différentiels d'ordre >2 du point de vue des isomorphismes de transmutation reste à faire.

Nous reviendrons sur les problèmes analogues pour des opérateurs différentiels singuliers et à plusieurs dimensions complexes.

([1]) $g_j(x)$ est holomorphe pour $|y|$ assez grand; C est par exemple un cercle de rayon assez grand.

([2]) MARCENKO, *Troudi Mosc. Mat.*, 1, 1952, p. 328-420; 2, 1953, p. 4-82.

([3]) GELFAND-LEVITAN, *Isvestzia Acad. Nauk, S. S. S. R.*, 15, 1951, p. 309-360; J. L. LIONS, *Colloque sur les Équations aux dérivées partielles*, Nancy, 1956.

([4]) J. DELSARTE, *Acta Math.*, 69, 1939, p. 259-317.

([5]) J. DELSARTE, *J. Math. pures et appl.*, 17, 1938, p. 213-230.

([6]) B. MALGRANGE, *Ann. Inst. Fourier*, 1956, p. 3-87.

([7]) J. DELSARTE, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1780; J. L. LIONS, *Bull. Soc. Math. Fr.*, 84, 1956, p. 9-95.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Généralisation d'un théorème de M. S. Mandelbrojt.* Note ([1]) de M. **NICOLAS K. ARTEMIADIS**, présentée par M. Paul Montel.

Dans ce qui suit, on désigne par $\mathcal{C}(p)$ la classe des fonctions $F(z)=\sum_{n-1}^{\infty} C_n^{(p)} z^n$ de la variable complexe $z=re^{i\vartheta}$, typiquement réelles d'ordre p entier positif ([2]) dans le cercle $|z|<1$. Le cas $p=1$ correspond aux fonctions $F(z)=z+\sum_{n=2}^{\infty} a_n z^n$ de la variable $z=re^{i\vartheta}$, typiquement réelles dans le cercle $|z|<1$. Si $(r\vartheta_i^{(r)})$ désigne en coordonnées polaires un point de la circonférence $|z|=r$, où $\mathcal{I}F(z)$ change de signe, on désigne par E l'ensemble des points d'accumulation de tous les points $(r\vartheta_i^{(r)})$ sur $|z|=1$, lorsqu'on fait tendre r vers 1. Si $(1, \vartheta)\in E$, on pose $\gamma=\cos\vartheta$.

Nous dirons qu'une série $\sum_{n=1}^{\infty} a_n$ est $\mathfrak{M}$-sommable, s'il existe un $\lambda\geqq 0$ tel que, si l'on pose $s_i=\sum_{\nu=1}^{i} a_\nu$, $(i=1, 2, \ldots)$, la limite

$$\lim_{n=\infty} \{[s_1+s_2+\ldots+s_{n-1}+(s_n/2)]/n+\lambda(s_{n+1}-s_{n-1})/n\},$$

existe, est finie et différente de zéro. Le cas $\lambda = 0$, correspond au théorème suivant de M. S. Mandelbrojt.

Si $F(z) \in \mathcal{C}(1)$, alors $\lim_{r=1-0} F(r) = F(1)$ existe et est positive (cette limite peut éventuellement être égale à $+\infty$) et l'on a $F(1) = \lim_{n=\infty} \{[s_1 + s_2 + \ldots s_n + (s_{n+1}/2)]/n\}$, où $s_i = 1 + \ldots + a_i$ $(i = 1, 2, \ldots)$.

Nous généralisons ce théorème dans le cas où $F(z) \in \mathcal{C}(p)$ $(p > 1)$. Plus précisément, on prendra $p = 2$, la démonstration étant la même dans le cas $p > 2$. Supposons donc $F(z) \in \mathcal{C}(2)$ et soient 0, $\vartheta_1^{(r)}$, π, $2\pi - \vartheta_1^{(r)}$, les valeurs de ϑ pour lesquelles $\mathcal{J}(Fz)$ change de signe sur la circonférence $|z| = r$. Posons $C_n^{(2)} r^n = b_n^{(r)}$, $\cos \vartheta_1^{(r)} = \gamma_r$, $K_2^{(\vartheta)} = \sin \vartheta (\cos \vartheta - \gamma_r)$, $V(\vartheta) = K_2^{(\vartheta)} \sum_{n=1}^{\infty} b_n^{(r)} \sin n\vartheta$, $\sigma_i = \sum_{\nu=1}^{i} C_\nu^{(2)}$, $(i = 1, 2, \ldots)$. On peut toujours supposer, sans restreindre la généralité, que $\sum_{n=1}^{\infty} b_n^{(r)} \sin n\vartheta > 0$, pour $0 < \vartheta < \vartheta_1^{(r)}$ et à partir d'une certaine valeur de r suffisamment voisine de 1.

On trouve $V(\vartheta) \geqq 0$, d'où $b_2^{(r)} - 2\gamma_r b_1^{(r)} \geqq 0$ et

$$|b_{n+2}^{(r)} - b_{n-2}^{(r)} - 2\gamma_r (b_{n+1}^{(r)} - b_{n-1}^{(r)})| \leqq 2 (b_2^{(r)} - 2\gamma_r b_1^{(r)}).$$

Si l'on pose $\sigma_i^{(r)} = \sum_{\nu=1}^{i} b_\nu^{(r)}$, $(i = 1, 2, \ldots)$, on trouve

$$S_n^{(r)} = \sigma_{n-2}^{(r)} + \sigma_{n-1}^{(r)} + \sigma_n^{(r)} + \sigma_{n+1}^{(r)} - 2\gamma_r (\sigma_{n+1}^{(r)} + \sigma_n^{(r)}) - 2 b_1^{(r)} \geqq 0$$

d'où, en faisant tendre r vers un, le théorème suivant :

THÉORÈME. — *Hypothèses* : $F(z) \in \mathcal{C}(2)$; la $\lim_{\tau=1-0} F(r) = F(1)$ existe, est finie et différente de zéro.

Conclusion. — *a.* S'il existe au moins un point de E tel que $\gamma \neq 1$ et $2F(1)(1-\gamma) - C_1^{(2)} \neq 0$, alors la série $\sum_{n=1}^{\infty} C_n^{(2)}$ est $\mathfrak{M}$-sommable et sa somme est $F(1)$.

b. Pour tout point $(1, \vartheta) \in E$, on a

$$|C_{n+2}^{(2)} - C_{n-2}^{(2)} - 2\gamma (C_{n+1}^{(2)} - C_{n-1}^{(2)})| \leqq 2 (C_2^{(2)} - 2\gamma C_1^{(2)}).$$

Remarque. — Dans le cas $p > 2$, si l'on désigne par

$$0, \vartheta_1^{(r)}, \vartheta_2^{(r)}, \ldots, \vartheta_{p-1}^{(r)}, \pi, 2\pi - \vartheta_{p-1}^{(r)}, 2\pi - \vartheta_{p-2}^{(r)}, \ldots, 2\pi - \vartheta_1^{(r)},$$

les points de changement de signe, on utilisera la fonction

$$K_p^{(\vartheta)} = 2^p \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \sin\left(\frac{(\vartheta_1^{(r)} - \vartheta)}{2}\right) \ldots \sin\left(\frac{(2\pi - \vartheta_1^{(r)} - \vartheta)}{2}\right).$$

(*) Séance du 4 février 1957.

(1) S. MANDELBROJT, *Bull. Sc. Math.*, 58, 1934.

(2) ROBERTSON *Trans. Amer. Math. Soc.*, 1951.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Quelques évaluations sur les fonctions orthogonales.* Note (*) de M. **Károly Tandori**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Ordre de grandeur asymptotique précis de la borne supérieure du module de la somme des N premiers termes d'un développement, d'une fonction appartenant à L^2 dans un segment, en série de fonctions orthogonales et normées, ou de la somme, ou de la somme des carrés des N premières fonctions orthogonales. Les théorèmes directs sont dus à Rademacher et Kaczmarz.

D. Menchoff et H. Rademacher ont démontré le théorème suivant : Soit $\{\varphi_n(x)\}$ un système de fonctions orthogonales et normées dans l'intervalle $[a, b]$. Si la suite $\{a_n\}$ satisfait à la condition : $\sum_{n=2}^{\infty} a_n^2 \log^2 n < \infty$, la série : $\sum_{n=0}^{\infty} a_n \varphi_n(x)$ converge presque partout dans l'intervalle $[a, b]$ (1).

D. Menchoff a démontré que ce résultat ne peut être amélioré (2). Soit $\{\varphi_n(x)\}$ un système de fonctions orthogonales et normées dans l'intervalle $[a, b]$. On obtient du théorème de Menchoff-Rademacher que, la condition

$$\sum_{n=0}^{\infty} a_n^2 < \infty \tag{1}$$

étant remplie, on a

$$\sum_{n=0}^{N} a_n \varphi_n(x) = o(\log N) \tag{2}$$

presque partout dans l'intervalle $[a, b]$ (3).

Soit $\{v(n)\}$ une suite positive et non décroissante, telle que

$$\sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{(n \log n) v^2(n)} < \infty, \tag{3}$$

alors on a

$$\sum_{n=0}^{N} \varphi_n(x) = o\left(N^{\frac{1}{2}} \log^{\frac{3}{2}} N v(N)\right) \tag{4}$$

presque partout dans l'intervalle $[a, b]$ (4).

Enfin, en appliquant le théorème de B. Levi, on obtient que, la condition (3) étant remplie,

$$\sum_{n=0}^{N} \varphi_n^2(x) = o(N \log N v^2(N)) \tag{5}$$

subsiste presque partout dans l'intervalle $[a, b]$ (5).

Nous avons démontré que les évaluations (2), (4), et (5) sont exactes. On a en particulier les théorèmes suivants :

THÉORÈME 1. — *Soit* $\{w(n)\}$ *une suite positive et non décroissante, telle que*

$$w(n) = o(\log\log n).$$

Il y a alors une suite $\{a_n\}$ *satisfaisant à la condition* (1) *et un système de* $\{\Phi_n(x)\}$ *de fonctions orthogonales et normées dans l'intervalle* $[a, b]$, *telles que*

$$\overline{\lim_{N\to\infty}} \frac{1}{w(N)} \left| \sum_{n=0}^{N} a_n \Phi_n(x) \right| = \infty$$

partout dans l'intervalle $[a, b]$. *On peut choisir les fonctions* $\Phi_n(x)$ $(n = 0, 1, \ldots)$, *telles qu'elles soient uniformément bornées dans l'intervalle* $[a, b]$.

THÉORÈME 2. — *Soit* $\{w(n)\}$ *une suite positive et non décroissante, telle que*

$$(6) \qquad \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{(n\log n)\, w^2(n)} = \infty.$$

Il y a alors un système $\{\Phi_n(x)\}$ *de fonctions orthogonales et normées dans l'intervalle* $[a, b]$, *telles que*

$$\overline{\lim_{N\to\infty}} \frac{1}{\sqrt{N\log^3 N}\, w(N)} \left| \sum_{n=0}^{N} \Phi_n(x) \right| = \infty$$

partout dans l'intervalle $[a, b]$. *On peut choisir les fonctions* $\Phi_n(x)$ $(n = 0, 1, \ldots)$, *telles qu'elles soient uniformément bornées dans l'intervalle* $[a, b]$.

THÉORÈME III. — *Soit* $\{w(n)\}$ *une suite positive et non-décroissante, qui satisfait à la condition* (6). *Il y a alors un système* $\{\Phi_n(x)\}$ *de fonctions orthogonales et normées dans l'intervalle* $[a, b]$, *telles que*

$$\overline{\lim_{N\to\infty}} \frac{1}{(N\log N)\, w^2(N)} \sum_{n=0}^{N} \Phi_n^2(x) = \infty$$

partout dans l'intervalle $[a, b]$.

On peut obtenir le théorème I en faisant usage du théorème mentionné de D. Menchoff, le théorème III s'obtient par une construction directe. La démonstration du théorème II est plus difficile et elle fait usage du théorème suivant, plus fin que le théorème mentionné de D. Menchoff.

THÉORÈME IV. — *Soit* $\{w(n)\}$ *une suite positive et non décroissante, qui satisfait à la condition* (6). *Il y a alors un système* $\{\Phi_n(x)\}$ *de fonctions orthogonales et normées dans l'intervalle* $[a, b]$, *telles que pour toute suite satisfaisant à la condition*

$$a_n > \eta \frac{1}{\sqrt{n\log^3 n}\, w(n)} \qquad (n = 2, 3, \ldots;\ \eta > 0)$$

la série $\sum_{n=0}^{\infty} a_n \Phi_n(x)$ *est divergente partout dans l'intervalle* $[a, b]$. *On peut choisir*

les fonctions $\Phi_n(x)$ $(n = 0, 1, \ldots)$, *telles qu'elles soient uniformément bornées dans l'intervalle* $[a, b]$.

Du résultat (5) et de la propriété du système, appliqué à la démonstration du théorème III il s'ensuit le

THÉORÈME V. — *Soit* $\{\varphi_n(x)\}$ *un système de fonctions orthogonales et normées dans l'intervalle* $[a, b]$ *et soit* $\{v(n)\}$ *une suite positive et non décroissante, satisfaisant à la condition* (3). *Alors on a*

$$\varphi_N(x) = o\left(\sqrt{N \log N}\, v(N)\right)$$

presque partout dans l'intervalle $[a, b]$. *Ce résultat ne peut être amélioré. Si la suite* $\{w(n)\}$ *positive et non décroissante satisfait à la condition* (6), *on peut trouver un système* $\{\Phi_n(x)\}$ *de fonctions orthogonales et normées dans l'intervalle* $[a, b]$, *telles que*

$$\overline{\lim_{N \to \infty}} \frac{1}{\sqrt{N \log N}\, w(N)} |\varphi_N(x)| = \infty$$

partout dans l'intervalle $[a, b]$.

(*) Séance du 4 février 1957.

(1) D. MENCHOFF, *Fund. Math.*, 4, 1923, p. 82-105; H. RADEMACHER, *Math. Ann.*, 87, 1922, p. 112-138.

(2) D. MENCHOFF, *Recueil Math. Moscou*, 3, n° 45, 1938, p. 103-120.

(3) H. RADEMACHER, *loc. cit.*, (1).

(4) H. RADEMACHER, *loc. cit.*, (1).

(5) S. KACZMARZ, *Studia Mathematica*, 1, 1929, p. 87-121.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Quelques propriétés d'Analyse récursive.*
Note de M. **DANIEL LACOMBE**, transmise par M. Arnaud Denjoy.

Définition de la convergence récursive d'une suite de fonctions continues (relativement à la norme de la convergence uniforme). Théorèmes divers et contre-exemples.

1. Nous désignerons par **N** l'ensemble des nombres entiers ≥ 0, par **R** l'ensemble des nombres réels (finis), et par **S** le segment fermé $[0, 1]$ de **R**.

Soit P un pavé quelconque, ouvert ou fermé, fini ou infini, de $\mathbf{R}_n$ (P pouvant être éventuellement identique à $\mathbf{R}_n$, et P étant réduit à un seul élément pour $n = 0$). Nous appellerons *P-fonction* toute application de P dans **R**.

On sait définir, pour toute dimension n, la notion de *P-fonction récursive* [(2), III, § 27 et 28] (5) (cette définition impliquant que P soit *récursif*, c'est-à-dire que les coordonnées de ses sommets soient récursives ou infinies). Pour $n = 0$, on retrouve la notion de *nombre réel récursif*.

On peut aussi parler d'*application récursive de* $\mathbf{N} \times P$ *dans* **R**, c'est-à-dire de *suite récursive* constituée par des P-fonctions (nécessairement récursives) définies sur un même pavé récursif.

2. Soient P et P' deux pavés récursifs (n'ayant pas nécessairement la même dimension) tels que $P' \subset P$. La restriction à P' d'une P-fonction récursive est une P'-fonction récursive. On a par contre le théorème suivant :

THÉORÈME I. — *Soit P un pavé récursif ouvert de dimension non nulle. Il existe une P-fonction h non récursive telle que, pour tout pavé récursif fermé P' inclus à P, la restriction de h à P' soit une P'-fonction récursive.*

Démonstration. — Prenons par exemple $P = \mathbf{R}$. Les $\mathbf{R}$-fonctions récursives constituent un ensemble dénombrable que nous supposons numéroté; nous désignons par f_n la $\mathbf{R}$-fonction dont le numéro est n. Considérons la $\mathbf{R}$-fonction h définie de la manière suivante : pour x entier $\gtrless 0$, $h(x) = f_{|x|}(x) + 1$ (procédé diagonal); pour x non entier, on interpole linéairement. Cette fonction h n'est pas récursive, mais sa restriction à un segment récursif quelconque de $\mathbf{R}$ est récursive.

3. Étant donnés un pavé P et une P-fonction bornée f, nous désignerons par $|f|$ (norme de la convergence uniforme) le nombre réel défini par : $|f| = \sup. \{|f(x)|\}_{x \in P}$.

Si P est fermé et si f est récursive, on sait que $|f|$ est un nombre récursif [(2), III, th IX; (3), § 9; (4), p. 193]. Par contre, dans le cas où P est ouvert, on peut facilement construire une P-fonction récursive bornée dont la norme n'est pas récursive.

4. P étant un pavé quelconque, et (f_n) une suite de P-fonctions, cette suite sera dite *récursivement convergente* (sous-entendu : uniformément) s'il existe une application récursive φ de $\mathbf{N}$ dans $\mathbf{N}$ telle qu'on ait, quels que soient les éléments m, i, j de $\mathbf{N}$:

$$i, j > \varphi(m) \rightarrow |f_i - f_j| < 2^{-m}.$$

On ne changerait évidemment rien à cette définition en remplaçant 2^{-m} par $1/\alpha(m)$, où α serait n'importe quelle application récursive croissante de $\mathbf{N}$ dans $\mathbf{N}$. On démontre sans difficulté le théorème suivant :

THÉOREME II. — *Si une suite récursive de P-fonctions est récursivement convergente, la limite de cette suite est une P-fonction récursive.*

D'autre part, si la suite récursive (f_n) converge récursivement vers la P-fonction l, on peut extraire de (f_n) une suite récursive (g_n) telle qu'on ait, pour tout n, $|l - g_n| < 2^{-n}$, avec $g_n = f_{\theta(n)}$ où θ est une application récursive de $\mathbf{N}$ dans $\mathbf{N}$.

5. La convergence récursive entraîne par définition la convergence uniforme. La réciproque est vraie dans certains cas. Par exemple :

THÉORÈME III. — *Soit (f_n) une suite récursive et uniformément convergente de P-fonctions, satisfaisant en plus aux trois conditions suivantes :* (A) *P est fermé;* (B) *pour tout x de P, la suite $(f_n(x))$ est croissante;* (C) *la P-fonction limite est récursive. Dans ce cas, la suite (f_n) est récursivement convergente.*

Par contre, on peut construire une suite récursive de P-fonctions, satis-

faisant à deux quelconques des trois conditions (A), (B), (C), qui soit uniformément convergente sans être récursivement convergente. Dans le cas où la condition (A) n'est pas satisfaite (c'est-à-dire où P est ouvert), le contre-exemple est facile à obtenir (on peut prendre $P = \mathbf{R}$). Il en est de même lorsque c'est (B) qui n'est pas satisfaite (on peut même prendre P de dimension nulle, c'est-à-dire s'occuper de suites numériques). Enfin le cas où toutes les conditions, sauf (C), sont satisfaites est connu depuis longtemps (avec P de dimension nulle [(1), Satz I]).

6. Le théorème III est un cas particulier d'une proposition plus générale [(2), III, th. XI], laquelle peut à son tour être généralisée de la façon suivante :

THÉORÈME IV. — *Soit P un pavé récursif (ouvert ou fermé), et soient (f_n) et (g_n) deux suites récursives de P-fonctions telles qu'on ait, pour tout élément (i, j, x) de $\mathbf{N}^2 \times P$, $f_i(x) \leqq g_j(x)$. Supposons de plus que, pour tout x de P, les ensembles $\{f_n(x)\}_{n \in \mathbf{N}}$ et $\{g_n(x)\}_{n \in \mathbf{N}}$ soient adjacents, et soit $l(x)$ leur borne commune. Dans ces conditions la P-fonction l est récursive.*

Démonstration. — Posons $F_n(x) = \sup\{f_i(x)\}_{i \leqq n}$ et $G_n(x) = \inf\{g_i(x)\}_{i \leqq n}$. En appliquant le Lemme de Dini (ou une généralisation) aux suites récursives (F_n) et (G_n), on passe de la convergence ponctuelle à la convergence uniforme sur tout compact de P (cette uniformité étant récursive par rapport au compact en question). On est alors ramené à la proposition citée ci-dessus [(2), III, th. XI].

(1) E. SPECKER, *J. Symb. Log.*, **14**, 1949, p. 145-148.
(2) D. LACOMBE, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2478; **241**, 1955, p. 13 et 151.
(3) D. LACOMBE, *Comptes rendus*, **241**, 1950, p. 125.
(4) A. GRZEGORCZYK. *Fund. Math.*, **42**, 1955, p. 168-202.
(5) *Voir* aussi (4) p. 191, et p. 201, n° **12** renvoyant à (1).

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur la somme de variables aléatoires positives.* Note (*) de M^lle **ANNE-MARIE GERVAISE**, présentée par M. Georges Darmois.

Considérons $(m-1)$ variables X_i positives dont la somme S a pour fonction caractéristique

$$\Phi_m(t) = \int_0^\infty g^{m-1}\left[\frac{t}{\beta}\right] dF^m(\beta), \tag{1}$$

où

$$g(t) = \int_0^\beta e^{itx} \frac{dF(x)}{F(\beta)} \tag{2}$$

et $F(x)$ est la loi de probabilité d'une variable Z liée aux X_i par (1).

Soit $F(x) = \text{Prob}(z \leqq x)$, fonction continue de x.

La fonction caractéristique de la moyenne $y = S/(m-1)$ des variables

considérées est

$$(1') \qquad \Phi_m\left(\frac{t}{m-1}\right)=\int_0^\infty g^{m-1}\left[\frac{t}{\beta(m-1)}\right]d\,\mathrm{F}^m(\beta).$$

Appelons z_β la variable z tronquée à β et posons

$$(3) \qquad \mathrm{M}(\beta)=\frac{1}{\beta}\int_0^\beta x\,d\,\mathrm{F}(x)\bigg|\int_0^\beta d\,\mathrm{F}(x)=\frac{\mathrm{E}(z_\beta)}{\beta}<1,$$

$$(4) \qquad \sigma_\beta^2=\frac{1}{\beta^2}\mathrm{Var}(z_\beta)<1,$$

$g^{m-1}(t/(m-1))$ est la fonction caractéristique de la moyenne des $(m-1)$ variables aléatoires indépendantes z_β pour chaque valeur fixée de β et

$$(5) \qquad \Phi_m\left(\frac{t}{m-1}\right)=\int_0^\infty e^{\frac{-\sigma^2(\beta)}{m-1}\frac{t^2}{2}-it\,\mathrm{M}(\beta)+o\left(\frac{1}{\sqrt{m}}\right)}d\,\mathrm{F}^m(\beta).$$

à laquelle correspond pour y la loi élémentaire

$$(6) \qquad f_m(y)=\int_0^\infty \frac{\sqrt{m-1}}{\sigma(\beta)\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{m-1}{2\sigma^2(\beta)}(y-\mathrm{M}(\beta))^2+o\left(\frac{1}{\sqrt{m}}\right)}d\,\mathrm{F}^m(\beta).$$

Posons

$$(7) \qquad m[1-\mathrm{F}(\beta)]=u \qquad (0\leq u\leq m),$$

équation dont la racine est $\beta=k_m(u)$ qui tend vers l'infini avec m si z n'est pas bornée.

Alors, pour $m\to\infty$, $f_m(y)=0$ si $y>1$ et

$$(8) \qquad f_m(y)=\int_0^m \delta[y-\mathrm{M}(k_m(u))]\,e^{-u+o\left(\frac{1}{m}\right)}du,$$

où $\delta(x)$ est la fonction de Dirac.

Deux cas se présentent :

a. $\mathrm{M}(k_m)$ est une fonction de u. Alors

$$f_m(y)=0 \qquad \text{si} \quad y>1$$

et

$$\lim_{m=\infty} f_m(y)=e^{-u(y)} \qquad \text{si} \quad y<1$$

où $u(y)$ est racine de l'équation :

$$\mathrm{M}[k_m(u)]=y \qquad \text{et} \qquad u_\infty(y)=\lim_{m=\infty}u_m(y).$$

b. $\mathrm{M}(k_m)$ est indépendante de u, soit $\mathrm{M}(k_m)=\mathrm{C}$,

$$f_m(y)=\delta(y-\mathrm{C})+o\left(\frac{g(y)}{m}\right), \qquad \text{où} \quad |g(y)|<\mathrm{A}.$$

Conclusion. — Si $\mathrm{M}(\beta)=(1/\beta)\int_0^\beta x\,d\mathrm{F}(x)\Big/\int_0^\beta d\mathrm{F}(x)=y$ admet une solution $\beta(y)$.

— Soit $\beta = k_m(u)$ la racine de l'équation $m[1 - F(\beta)] = u$ lorsque $F(\beta)$ est une fonction continue de β, loi d'une variable aléatoire non bornée z;

— $u_0(y)$ la racine de l'équation $\lim_{m=\infty} M[k_m(u)] = y$.

La variable aléatoire positive

$$y = \frac{S}{m-1}$$

dont la fonction caractéristique est $m\int_0^\infty \psi(\beta,\ it/m-1)^{m-1}\, dF(x)$ où $\psi(\beta, it) = \int_0^\beta e^{itx/\beta}\, dF(x)$ a une distribution qui tend vers une limite lorsque $m \to \infty$.

La limite de la loi élémentaire est :

a. $e^{u_0(y)}$ lorsque $\lim_{m=\infty} M[k_m(u)]$ est une fonction de u.

b. $\delta(y-c)$ lorsque $\lim_{m=\infty} M(k_m)$ est une constante c indépendante de u.

Résumé. — La loi élémentaire de la variable aléatoire positive dont la fonction caractéristique est

$$m\int_0^\infty \psi\left(\beta, \frac{it}{m-1}\right)^{m-1} dF(x), \qquad \text{où} \quad \psi(\beta, it) = \int_0^\beta e^{\frac{itx}{\beta}}\, dF(x)$$

et

$$F(x) = \Pr[X \leq x],$$

fonction continue de x, tend vers une limite lorsque m tend vers l'infini.

Cette limite dépend de $\lim_{\beta_m=\infty} M(\beta_m)/\beta_m$ où $M(\beta)$ est le premier moment de la variable X tronquée à β et β_m la racine de l'équation $m[1 - F(\beta)] = u$.

(*) Séance du 21 janvier 1957.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur quelques résultats relatifs aux fonctions aléatoires stationnaires isotropes introduites dans l'étude expérimentale de certains phénomènes de fluctuations.* Note (*) de M. **Pierre Faure**, présentée par M. Georges Darmois.

On étudie diverses propriétés de fonctions aléatoires stationnaires isotropes F introduites par l'étude de la transparence de films photographiques uniformément impressionnés; on généralise ces propriétés au cas de fonctions aléatoires F définies sur un espace euclidien E_n à n dimensions. On insiste particulièrement sur les rapports du spectre de F avec ceux de la trace de F sur des sous-espaces de E_n.

1. *Introduction.* — Ce travail est lié à une étude de la transparence de films photographiques uniformément impressionnés ([1]). M étant un point du film, la transparence F(M) est une fonction aléatoire de M définie sur la catégorie

des épreuves constituées par toutes les distributions possibles des grains à la surface du film. Si le film est statistiquement homogène et isotrope, F(M) sera statistiquement invariant par translation et rotation de la surface du film sur elle-même : c'est une *fonction aléatoire stationnaire isotrope* (abréviation : F. A. S. I.). Ici, M est un point à deux dimensions. On rencontre souvent, en physique, des F. A. S. I. définies dans des espaces à deux ou trois dimensions.

Certains résultats les concernant ont déjà été indiqués pour des applications particulières. Je donne ici, en l'étendant, l'ensemble des propriétés des F.A.S.I. utiles dans l'étude des films ou suggérées par elle. J'énonce ces propriétés dans le cas où $M \in E_n$ (E_n : espace euclidien à n dimensions). Pour déterminer *expérimentalement* la fonction de corrélation C ou le spectre d'un phénomène de fluctuations régi par une F.A.S.I. F(M), il suffit d'explorer F sur sa trace sur une courbe convenable γ de E_n. De l'enregistrement $\theta(t) = F[M(t)]$ obtenu en décrivant γ suivant la loi du temps $M(t)$, on peut alors déduire les propriétés du second ordre de F dans E_n. Souvent, et en particulier dans le cas des films, on peut transformer θ en courant électrique et utiliser les ressources fournies par les circuits sélectifs de l'analyse harmonique électrique.

2. *Notations.* — Soit $C(\vec{M}) = C(r)$ où $r = |\vec{M}|$ la *fonction de corrélation* de F et $\gamma(\vec{\Omega})$ son *spectre* [(2), p. 381-391].

$$(1) \qquad C(\vec{M}) = \int_{[\Omega]} e^{2\pi i \vec{M}, \vec{\Omega}} d\gamma(\vec{\Omega}) \quad \text{avec} \quad d\gamma(\vec{\Omega}) \geqq 0 \quad \text{et} \quad \int_{[\Omega]} d\gamma(\vec{\Omega}) < A < +\infty.$$

On dira que C est de la classe $\mathcal{C}_n$ si elle est fonction de corrélation d'une F.A.S.I. dans un espace E_n. On supposera que F peut être complexe.

3. — *Spectre et fonction de corrélation. Propriétés liées à n.* — 1° $C(r)$ est réel et caractérisé par l'une ou l'autre des conditions suivantes :

a. $C(\vec{M}) = C(r)$ est définie positive dans E_n;

b. $d\gamma(\vec{\Omega})$ conforme à (1) ne dépend que de $\rho = |\vec{\Omega}|$.

2° Soit $\Psi(\rho_0)$ la fonction, non décroissante de ρ_0, somme des masses positives $d\gamma(\vec{\Omega})$ pour lesquelles $\rho < \rho_0$. Γ et J ayant les significations habituelles, on a

$$(2) \qquad C(r) = 2^{\frac{n}{2}-1} \Gamma\left(\frac{n}{2}\right) \int_0^\infty \frac{J_{\frac{n}{2}-1}(2\pi r\rho)}{(2\pi r\rho)^{\frac{n}{2}-1}} d\Psi(\rho)$$

et

$$(3) \qquad \frac{\Psi(\rho_1 + 0)\,\Psi(\rho_1 - 0}{2} = \frac{1}{2^{\frac{n}{2}-1}\Gamma\left(\frac{2}{n}\right)} \int_0^\infty \frac{C(r)}{r} (2\pi r\rho_1)^{\frac{n}{2}} J_{\frac{n}{2}}(2\pi r\rho_1)\, dr.$$

La relation joue, dans le cas qui nous occupe, le rôle de la formule d'inversion de M. Paul Lévy dans la théorie des fonctions caractéristiques [(3), p. 38)].

3° Supposons que Ψ ait une dérivée $g(\rho)$ et soit $\varphi(\rho) = g(\rho)/S_n(\rho)$ où $S_n(\rho)$ est l'aire de la sphère de E_n de rayon ρ. Alors

$$r^{\frac{n}{2}-1} C(r) \quad \text{et} \quad \rho^{\frac{n}{2}-1} \varphi(\rho)$$

sont transformées de Hankel l'une de l'autre [*voir* (4), p. 48-70].

4° Si $n > m$; on a $\mathcal{C}_m \supset \mathcal{C}_n$. Il est facile de citer des exemples de fonctions $C(r)$ appartenant à $\mathcal{C}_1$ et non à $\mathcal{C}_n$ (pour $n > 1$). C'est le cas de $(1 - r^2)/(1 - r^2)^2$. Il existe des $C(r)$ appartenant à $\mathcal{C}_n$ pour tout n. Exemples :

$$e^{-\pi r^2} \quad \text{ou} \quad e^{-2\pi r}.$$

5° Soit T_n la transformation qui fait passer de $C(r) \in \mathcal{C}_n$ à son spectre $\Psi_n(\rho)$ et T_n^{-1} son inverse $[C(r) \in \mathcal{C}_n \subset \mathcal{C}_{n-1} \ldots \subset \mathcal{C}_1]$ $T_n, T_{n-1}, \ldots, T_1$ transforment respectivement C en $\Psi_n, \Psi_{n-1}, \ldots, \Psi_1$, spectres des F. A. S. I. traces de F (qui engendre C) sur E_n, et sur des sous-espaces $E_{n-1}, \ldots, E_2, E_1$. Un quelconque des $\Psi_p[p = 1, 2, \ldots (n-1)]$ détermine Ψ_n ou C :

$$C(r) = T_p^{-1}(\Psi_p) \tag{4}$$

et

$$\Psi_n(\rho) = T_n[T_p^{-1}(\Psi_p)]. \tag{5}$$

Calcul de φ_n à partir de φ_1. — Nous supposons que les Ψ ont des dérivées soumises à des conditions de régularité et de convergence destinées à donner un sens aux grandeurs introduites et à permettre certaines inversions. Nous posons toujours $\varphi_p = (d\Psi_p/d\rho)/S_p(\rho)$. Comme conséquence du paragraphe 3 (4°), on doit pouvoir, si $C \in \mathcal{C}_n$, exprimer φ_n à partir de φ_1. La solution de ce problème est indiquée dans le travail de B. Picinbono pour $n = 2$ (1).

Je donne ici la solution dans le cas général.

1° *si n est pair :* $(n = 2m)$, on a

$$\varphi_{2m}(\rho) = -\frac{1}{\pi} \int_\rho^\infty \frac{d}{du} \{ A^{m-1}[\varphi_1(ul]\} \frac{du}{\sqrt{u^2 - \rho^2}} \qquad \text{avec} \quad A = -\frac{1}{2\pi u} \frac{d}{du}; \tag{6}$$

2° *si n est impair :* $(n = 2m + 1)$, on a

$$\varphi_{2m+1}(\rho) = \{ A^m[\varphi_1(u)] \}_{u=\rho}. \tag{7}$$

(*) Séance du 4 février 1957.

(1) A. Blanc-Lapierre, B. Picinbono et M. Savelli, *Symposium on Astronomical Optics*, Manchester 1955, North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1956; *voir* aussi P. Fellgett, *J. Opt. Soc. Amer.*, 43, 1953, p. 271-282; R. C. Jones, *J. Opt. Soc. Amer.*, 45, 1955, p. 709-808.

(2) A. Blanc-Lapierre et R. Fortet, *Théorie des fonctions aléatoires*, Masson, Paris, 1953.

(3) P. Lévy, *Théorie de l'addition des variables aléatoires*, Gauthier-Villars, Paris, 1937.

(4) Sneddon, *Fourier-Transforms*, Mac-Graw-Hill Book Company Inc., 1951.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Analyse discriminante des mesures de probabilité sur un espace abstrait.* Note de M. **Bishwanath Prosad Adhikari**, présentée par M. Georges Darmois.

Soit Ω un espace dont les éléments seront désignés par ω, et soit $\mathcal{S}$ un corps borélien des ensembles de Ω. Nous allons étudier les problèmes suivants :

Discrimination à erreur commune minimum parmi plusieurs mesures de probabilité. — Soient données trois mesures de probabilité, μ_1, μ_2, μ_3 sur $(\Omega, \mathcal{S})$. Désignons par R_1, R_2, R_3 trois régions disjointes de Ω $(\Sigma R_i = \Omega)$, dont R_i est la région d'acceptation pour $\mu_i (i = 1, 2, 3)$. Supposons que la décomposition de Ω ait été faite de telle manière que les erreurs de discrimination soient égales, c'est-à-dire, que l'on ait

$$(1) \qquad \mu_1(R_2 + R_3) = \mu_2(R_1 + R_3) = \mu_3(R_1 + R_2),$$

ou, dans d'autres termes,

$$\mu_1(R_1 = \mu_2(R_2) = \mu_3(R_3).$$

Parmi toutes les décompositions obéissant à cette relation, nous cherchons celle qui rend minimum la valeur commune de l'erreur. Soit λ la mesure définie par la relation $\lambda = (1/3)(\mu_1 + \mu_2 + \mu_3)$, et soit $f_i(\omega)(i = 1, 2, 3)$ la dérivée de Radon-Nikodym de μ_i par rapport à λ. Définissons les régions R_1, R_2, R_3 comme suit :

$$(2) \qquad \begin{cases} R_1 = \{ \omega : f_1(\omega) \geqq k f_2(\omega), f_1(\omega) \geqq l f_3(\omega) \}, \\ R_2 = \{ \omega : k f_2(\omega) \geqq f_1(\omega), k f_2(\omega) \geqq l f_3(\omega) \}, \\ R_3 = \{ \omega : l f_3(\omega) \geqq f_1(\omega), l f_3(\omega) \geqq k f_2(\omega) \}; \end{cases}$$

où l'on doit déterminer les constantes k et l à partir des relations (1). On démontre le

Théorème 1. — *Les régions* R_1, R_2, R_3 *définies par les relations* (2) *sous les conditions* (1) *représentent la décomposition de* Ω *qui rend minimum l'erreur commune de discrimination.*

L'extension de ce résultat au cas d'un nombre quelconque fini de mesures de probabilité est évidente.

2. *Discrimination à erreur totale minimum et la décomposition de Hahn.* — Soit $\mu_i (i = 1, \ldots, k)$ k mesures de probabilité sur $(\Omega, \mathcal{S})$ et soient $\pi_i (i = 1, \ldots, k)$ leurs probabilités *a priori* correspondantes $(\Sigma \pi_i = 1)$. On veut décomposer Ω en k parties disjointes $R_i (i = 1, \ldots, k)$ de telle manière que l'erreur totale de discrimination représentée par $1 - \sum_{i=1}^{k} \pi_i \mu_i(R_i)$ soit le minimum.

Soit ξ une fonction complètement additive d'ensemble sur $(\Omega, \mathfrak{S})$, prenant des valeurs positives et négatives. On sait qu'il existe une décomposition de Ω en deux parties disjointes $(A, \overline{A})$ (une décomposition de Hahn), telle que pour tout ensemble $E \in \mathfrak{S}$, on ait $\xi(E \cap A) \geqq 0$ et $\xi(E \cap \overline{A}) < 0$.

Prenons les fonctions complètement additives d'ensemble $(\pi_i \mu_i - \pi_j \mu_j)$ $(i \neq j = 1, \ldots, k)$, et désignons par A_{ij} la partie positive de la décomposition de Hahn de Ω correspondante. On démontre

THÉORÈME 2. — *La décomposition de Ω qui rend minimum l'erreur totale de discrimination entre les mesures $\mu_i (i = 1, \ldots, k)$ dont les probabilités* à priori *sont $\pi_i (i = 1, \ldots, k)$, s'écrit $R_i = \bigcap_{j \neq i = 1}^{k} A_{ij} (i = 1, \ldots, k)$, où $(A_{ij}, \overline{A}_{ij})$ est la décomposition de Hahn de Ω par rapport à $(\pi_i \mu_i - \pi_j \mu_j)$.*

Si l'on prend une mesure λ par rapport à laquelle toutes les mesures μ_i sont absolument continues, et si $f_i(\omega) (i = 1, \ldots, k)$ sont les dérivées de Radon-Nikodym correspondantes, alors on sait que l'ensemble défini par l'inégalité $\pi_i f_i(\omega) \geqq \pi_j f_j(\omega)$ et son ensemble complémentaire donnent une décomposition de Hahn par rapport à $(\pi_i \mu_i - \pi_j \mu_j)$, et l'on peut ainsi construire les R_i de ce théorème par les intersections des ensembles du type $\{\omega : \pi_i f_i(\omega) \geqq \pi_j f_j(\omega)\}$.

3. *Erreurs de discrimination et transformations mesurables.* — Dans le cas du test d'une hypothèse $H_0(\mu = \mu_1)$ contre une alternative $H_1(\mu = \mu_2)$ sur $(\Omega, \mathfrak{S})$, on définit d'abord une classe restreinte $\mathfrak{A} \subset \mathfrak{S}$ d'ensembles par la relation $\mu_1(E) - \alpha = 0$, où α est un nombre donné, et l'on cherche l'ensemble E_0 dans $\mathfrak{A}$ qui rend minimum la fonction $1 - \mu_2(E)$. De même, dans tous les autres cas de discrimination, on définit une classe $\mathfrak{A}$ plus restreinte que $\mathfrak{S}$ par une relation convenable $\Phi_1\{\mu_1(E), \mu_2(E)\} = 0$, et ensuite on cherche l'ensemble E_0 dans $\mathfrak{A}$ qui rend minimum une autre fonction convenable $\Phi_2\{\mu_1(E), \mu_2(E)\}$. On appelle « erreur » la valeur minimum de Φ_2 :

$$\varepsilon(\mu_1, \mu_2) = \inf_{E \in \mathfrak{A}} \Phi_2\{\mu_1(E), \mu_2(E)\}.$$

Soit $(\Omega', \mathfrak{T})$ un second espace avec son corps borélien $\mathfrak{T}$, et soit F une transformation mesurable de $(\Omega, \mathfrak{S})$ sur $(\Omega', \mathfrak{T})$. Soit $\mathfrak{A}_F$ la classe $\subset \mathfrak{T}$ définie par $\Phi_1\{\mu_1 F^{-1}(E'), \mu_2 F^{-1}(E')\} = 0$, $E' \in \mathfrak{T}$. Si l'on rend Φ_2 minimum dans $\mathfrak{A}_F$, on obtient l'erreur sous la transformation F, $\varepsilon(\mu_1 F^{-1}, \mu_2 F^{-1})$.

On établit

THÉORÈME 3. — *Pour toutes fonctions Φ_1 et Φ_2 et pour toute transformation mesurable* F, $\varepsilon(\mu_1, \mu_2) \leqq \varepsilon(\mu_1 F^{-1}, \mu_2 F^{-1})$; *l'égalité s'obtenant si et seulement si* $E_0 \in F^{-1}(\mathfrak{A}_F)$.

En utilisant ce résultat on peut démontrer que dans les cas de discrimination traités en 1 et en 2, l'erreur reste inchangée sous toute transformation qui soit un résumé exhaustif.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur les équations de la turbulence homogène en présence d'un champ de vitesse moyenne.* Note (*) de M. **Antoine Craya**, transmise par M. Henri Villat.

En raison de l'intérêt que présente pour les applications la structure de la turbulence en présence de vitesses moyennes, l'équation d'évolution des corrélations doubles pour le cas homogène est reconsidérée, l'équation des corrélations triples établie, la nature de deux termes importants soulignée.

Les écoulements turbulents rencontrés en pratique étant en général superposés à un écoulement moyen il semble important d'étudier le schéma le plus accessible dans cette direction, celui d'un champ de vitesses moyennes défini par $(\partial u_i/\partial x_k) = \lambda_{ik}$ où les λ_{ik} sont des constantes. On note qu'un tel écoulement moyen peut demeurer permanent s'il est irrotationnel ou encore s'il est plan. Le cas particulier où λ_{12} est seul différent de zéro est aussi le seul où la pression moyenne est constante. Dans ce qui suit le champ des vitesses moyennes n'est pas nécessairement permanent.

La formation de l'équation d'évolution des corrélations doubles suit une marche parallèle à celle employée en turbulence sans vitesse moyenne, le point de départ étant cette fois les équations de Navier écrites pour l'écoulement de fluctuation. En prenant la transformée de Fourier de l'équation ainsi obtenue on aboutit à une équation d'où les corrélations pression-vitesse s'éliminent simplement. Le résultat a été donné par J. M. Burgers et M. Mitchner ([1]) du moins dans le cas où seul $\lambda_{12} \neq 0$ et en supposant que la turbulence a un centre de symétrie. Un peu plus de généralité est ici avantageuse et nous allons d'abord donner la formule valable sans aucune restriction et avec un regroupement intéressant de termes.

Les deux tenseurs de corrélation de base et leurs transformés de Fourier étant définis par

$$\overline{u_i u'_j} = \mathrm{R}_{ij}(\vec{r}) = \int \Phi_{ij}\, e^{i\vec{k}.\vec{r}}\, d\vec{k},$$

$$\overline{u_i u_j u'_k} = \mathrm{Q}_{ijk}(\vec{r}) = -i \int \Theta_{ijk}\, e^{i\vec{k}.\vec{r}}\, d\vec{k},$$

l'équation générale d'évolution Φ_{ij} s'écrit

$$\frac{\partial \Phi_{ij}}{\partial t} + \Psi_{ij} = \Omega_{ij} - 2\,\nu k^2 \Phi_{ij},$$

où

$$\Psi_{ij} = 2\,\lambda_{lm}\left[\Delta_{il}\Phi_{mj} + \Delta_{jl}\Phi_{im}\right] - \lambda_{lm}\left[k_l \frac{\partial \Phi_{ij}}{\partial k_m} + \delta_{il}\Phi_{mj} + \delta_{jl}\Phi_{im}\right],$$

$$\Omega_{ij} = \left[k_l \Delta_{im}\Theta_{lmj} + k_l \Delta_{jm}\Theta^{*}_{lmi}\right],$$

avec pour le symbole Δ la signification

$$\Delta_{ij} = \delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}.$$

Un examen attentif de ces termes révèle quelques aspects intéressants; toutefois la ligne d'arrêt est constituée comme toujours par Θ_{ijk}. Nous avons trouvé utile à cet égard de former également pour notre problème l'équation d'évolution des corrélations triples en trois points introduites par I. Proudman et W. H. Reid (²) en turbulence sans vitesse moyenne. La technique du calcul demeure celle esquissée plus haut et nous en donnons seulement le résultat.

Les deux tenseurs de corrélations de base et leurs transformés de Fourier seront ici définis par

$$\overline{u_i u'_j u''_k} = \mathrm{R}_{ijk}(\vec{r}, \vec{r}') = -i \int \Phi_{ijk}\, e^{i(\vec{k}.\vec{r} + \vec{k}'.\vec{r}')}\, d\vec{k}\, d\vec{k}',$$

$$\overline{u_i u_j u'_k u''_l} - \overline{u_i u_j}.\overline{u'_k u''_l} = \mathrm{Q}_{ijkl}(\vec{r}, \vec{r}') = \int \Theta_{ijkl}\, e^{i(\vec{k}.\vec{r} + \vec{k}'.\vec{r}')}\, d\vec{k}\, d\vec{k}'.$$

L'équation générale d'évolution du spectre devient :

$$\frac{\partial \Phi_{ijk}}{\partial t} + \Psi_{ijk} = \Omega_{ijk} - \nu(k^2 + k'^2 + k''^2)\Phi_{ijk},$$

ou

$$\Psi_{ijk} = 2\lambda_{lm}[\Delta''_{il}\Phi_{mjk} + \Delta_{jl}\Phi_{imk} + \Delta'_{kl}\Phi_{ijm}]$$
$$- \lambda_{lm}\left[\left(k_l \frac{\partial}{\partial k_m} + k'_l \frac{\partial}{\partial k'_m}\right)\Phi_{ijk} + \delta_{il}\Phi_{mjk} + \delta_{jl}\Phi_{imk} + \delta_{kl}\Phi_{ijm}\right],$$

$$\Omega_{ijk} = [k''_l \Delta''_{im}\Theta_{lmjk} + k_l \Delta_{jm}\Theta'_{lmki} + k'_l \Delta'_{km}\Theta''_{lmij}],$$

où la signification des accentuations est la suivante :

$$\Theta'(\vec{k}, \vec{k}) = \Theta(\vec{k}', \vec{k}''), \qquad \Theta''(\vec{k}, \vec{k}') = \Theta(\vec{k}'', \vec{k}), \qquad \vec{k} + \vec{k}' + \vec{k}'' = 0.$$

Dans l'hypothèse d'un lien entre corrélations doubles et quadruples identique à celui d'une loi normale on sait qu'on a

$$\Theta_{ijkl} = \Phi_{ik}(\vec{k}')\,\Phi_{jl}(\vec{k}') + \Phi_{jk}(\vec{k})\,\Phi_{il}(\vec{k}').$$

Le cas le plus intéressant en pratique est évidemment celui d'un écoulement moyen permanent et d'une turbulence stationnaire; elle est commandée par la structure des tenseurs $\Psi_{ij}\,\Psi_{ijk}$. Le premier a un lien étroit avec l'approximation étudiée par Batchelor (⁵) d'une déformation brusque (ici infiniment petite) de Φ_{ij} avec cependant une différence qui tient à ce que le présent calcul tient compte de l'existence éventuelle d'un tourbillon moyen initial. Notre expression de Ψ_{ijk} prolonge dans les mêmes conditions aux corrélations triples la théorie de la déformation brusque.

(*) Séance du 4 février 1957.

([1]) *Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen*, série B, 56, n° 3, 1953, p. 228.

([2]) *Phil. Trans. Roy. Soc.*, A, 247, 1954, p. 163.

([3]) *The Theory of Homogeneous Turbulence*, Cambridge University Press, 1953, p. 68,

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Nombre de Reynolds critique d'un écoulement visqueux radial divergent entre deux plans parallèles.* Note (*) de M. **Raymond Comolet**, présentée par M. Joseph Pérès.

Les équations du mouvement d'un fluide s'écoulant entre deux plans parallèles lorsque le mouvement présente une symétrie de révolution et si la distance d entre les deux plans est petite devant le rayon vecteur r s'écrivent sous la forme simple

$$(1)\quad \begin{cases} u\dfrac{\partial u}{\partial r} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{dp}{dr} + \dfrac{\mu}{\rho}\dfrac{\partial^2 u}{\partial r^2}, \\ p = p(r), \\ u = \dfrac{f(z)}{\rho r}, \\ \dfrac{p}{\rho} = kT \quad \text{pour un gaz parfait.} \end{cases}$$

L'intégration en est assez facile lorsqu'on néglige les forces d'inertie devant les forces de viscosité ([1]) et l'expérience montre que pour un fluide compressible l'écoulement est isotherme en régime laminaire ([2]).

Il est cependant bien connu que, dans un tel écoulement, les effets dus à l'inertie sont assez surprenants : par exemple dans certaines conditions il existe une force d'attraction entre les deux plans. Dans l'hypothèse d'une transformation polytropique $p/\rho^n =$ const. et en admettant une répartition parabolique des vitesses fonction de r, l'intégration du système (1) conduit d'abord à l'équation différentielle

$$(2)\qquad y' = -\frac{y}{x}\,\frac{A_1^2 x^2 - \frac{6}{5}\gamma\,\mathfrak{M}_1^2}{x^2 y^{\frac{n+1}{n}} - \frac{6}{5}\gamma\frac{\mathfrak{M}_1^2}{n}} \quad ([3]),$$

où l'on a posé

$$y = \frac{p}{p_1},\qquad x = \frac{r}{r_1},\qquad A_1^2 = \frac{12\,\mu}{d^2}\,\frac{V_1 r_1}{p_1} = \frac{12\,\mu}{d^2}\,\frac{c_1\mathfrak{M}_1 r_1}{p_1},$$

V est la vitesse moyenne, $\mathfrak{M}$ le nombre de Mach, γ le rapport des chaleurs spécifiques, c la célérité du son et où les valeurs correspondant à la distance de référence r_1 sont affectées de l'indice 1.

L'intégration se poursuit facilement quand on considère les écoulements franchement subsoniques. On peut alors, au dénominateur du deuxième

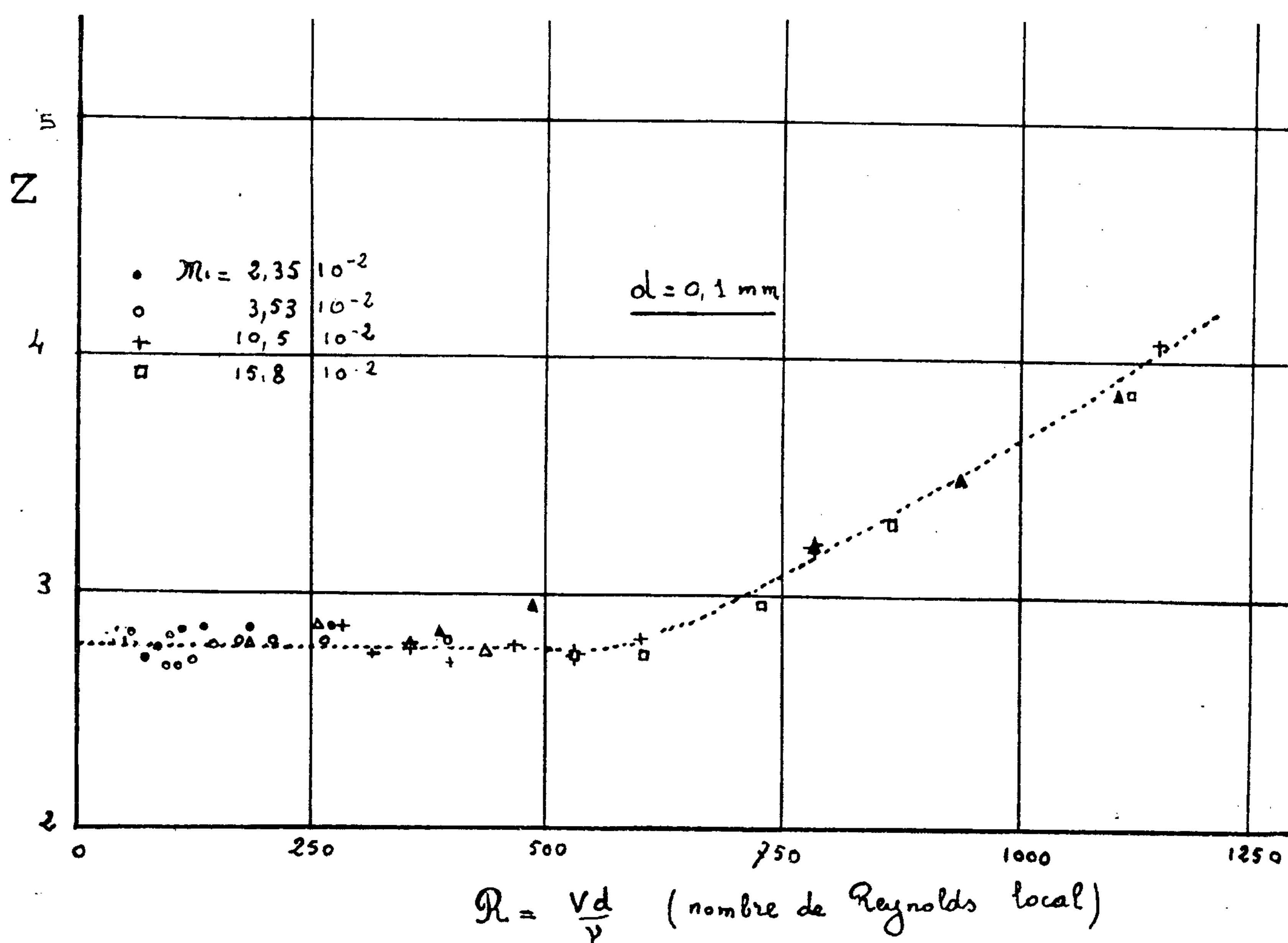
membre de l'équation (2) négliger le terme en $\mathcal{M}_1^2$ devant l'autre et l'on trouve :

$$\frac{n}{n+1}\left(y^{\frac{n+1}{n}}-1\right)=\mathrm{A}_1^2\,\mathrm{Log}\frac{1}{x}-\frac{6}{10}\gamma\mathcal{M}_1^2\left(\frac{1}{x^2}-1\right). \tag{3}$$

Nous avons étudié la répartition des pressions en faisant s'écouler de l'air, à partir du centre, dans l'espace compris entre deux disques circulaires plans parallèles de rayons $r_1 = 30^{\mathrm{mm}}$. En supposant l'écoulement isotherme ($n=1$), on peut étudier, pour un écartement donné d des deux plaques, la valeur du rapport :

$$Z=\frac{\left(\frac{p}{p_1}\right)^2-1}{\mathcal{M}_1\,\mathrm{Log}\frac{r_1}{r}}+1{,}68\,\mathcal{M}_1\frac{\left(\frac{r_1}{r}\right)^2-1}{\mathrm{Log}\frac{r_1}{r}}.$$

A condition que $\mathcal{M}_1$ reste petit et qu'on ne soit pas trop près du centre, ce rapport reste constant quel que soit le débit ou la distance d, tant que le nombre de Reynolds local $\mathcal{R} = \mathrm{V}d/\nu$ est inférieur à une valeur de l'ordre



de 550. Cette valeur semble donc constituer le nombre critique au-delà duquel l'écoulement devient turbulent. La figure ci-dessus représente les résultats obtenus dans le cas où $d = 0{,}1$ mm, les pressions étant relevées en des points régulièrement disposés le long d'un rayon.

(*) Séance du 4 février 1957.

([1]) R. COMOLET, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1190

([2]) R. COMOLET, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1366.

([3]) Une équation différentielle légèrement différente a été proposée par A. Deuker et A. Wojtech (*Revue générale de l'hydraulique* n° 65, 1951).

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Singularités critiques de l'hodographe d'un écoulement plan.* Note de M. **ROBERT LEGENDRE**, présentée par M. Maurice Roy.

Les fonctions de courant régulières dans le plan de l'hodographe n'ont pas la généralité suffisante pour définir tous les écoulements plans des fluides compressibles.

1. Une solution des équations de l'écoulement plan irrotationnel d'un fluide parfait compressible n'est jugée acceptable, lorsque la représentation de tourbillons n'est pas recherchée, que si le potentiel φ et la fonction de courant ψ sont, au sein de l'écoulement, des fonctions régulières des coordonnées x, y.

Il est; en général, implicitement admis que φ et ψ sont également des fonctions régulières de σ et θ, où σ est une fonction de la vitesse et θ l'angle d'inclinaison de la vitesse.

2. L'hypothèse ci-dessus n'est déjà pas justifiée au sein de l'écoulement d'un fluide incompressible pour lequel le potentiel complexe :

$$F(z) = \varphi + i\psi, \qquad z = x + iy$$

est régulier au voisinage d'un zéro à distance finie de la dérivée seconde F_{zz}, tandis que le potentiel complexe F, exprimé en fonction de la variable complexe :

$$\sigma + i\theta = -\ln[F_z]$$

présente un point critique à l'image $\sigma_0 + i\theta_0$ du zéro de F_{zz}.

L'étude des fonctions régulières de la variable $\sigma + i\theta$ ne permet donc pas l'accès aux écoulements au sein desquels existe au moins un point où la vitesse est stationnaire en grandeur et direction.

3. Pour un fluide compressible, la fonction σ est en général choisie de manière que les équations prennent les formes

$$k(\sigma)\psi_\theta = \varphi_\sigma, \qquad k(\sigma)\sigma_\varphi = \theta_\psi;$$
$$\psi_\sigma = -\varphi_\theta, \qquad \sigma_\psi = -\theta_\varphi.$$

où $k(\sigma)$ dépend de la loi de compressibilité.

Si, dans le plan φ, ψ, les courbes $\sigma_\varphi = 0$ et $\sigma_\psi = 0$ ont des branches réelles qui se coupent en un ou plusieurs points à distance finie, alors, en chacun de ces points : $\theta_\varphi = \theta_\psi = 0$ et la vitesse est stationnaire en grandeur et direction.

4. Au voisinage d'un tel point, appartenant au domaine subsonique $[\sigma_0 > 0$

et $k_0 = k(\sigma_0) > 0$] les fonctions σ et θ se comportent comme

$$\sigma = \sigma_0 + a\varphi^2 + 2b\varphi\psi - ak_0\psi^2 + \ldots,$$
$$\theta = \theta_0 - b\varphi^2 + 2ak_0\varphi\psi + bk_0\psi^2 + \ldots,$$

où a et b sont des constantes. Les origines de φ et ψ sont prises au point étudié.

Les fonctions inverses sont critiques :

$$\varphi + i\sqrt{k_0}\,\psi = \sqrt{\frac{(\sigma - \sigma_0)\sqrt{k_0} + i(\theta - \theta_0)}{a\sqrt{k_0} - ib}}\,[i + \mathrm{A}(\sigma, \theta)],$$

où A est une fonction régulière, nulle pour $\sigma = \sigma_0$ et $\theta = \theta_0$, complexe pour l'écriture choisie.

5. Si le point où la vitesse est stationnaire appartient à la ligne sonique $(\sigma_0 = 0)$ alors

$$\sigma = a\varphi^2 + 2b\varphi\psi + \ldots$$
$$\theta = \theta_0 - b\varphi^2;$$

d'où résulte que les fonctions inverses φ, ψ ne sont définies que si $\theta_0 - \theta$ est du signe de b.

Le point appartient alors nécessairement au contour de l'hodographe, correspondant au profil ou à l'image d'un choc, supposé assez faible pour que l'écoulement reste potentiel. Il n'a pas de caractère critique.

6. Il en est de même si le point où la vitesse est stationnaire appartient au domaine supersonique $[\sigma_0 < 0$ et $k_0 = k(\sigma_0) < 0]$

$$\varphi - \varepsilon\sqrt{-k_0}\,\psi \sim \sqrt{\frac{\varepsilon\sqrt{-k_0}(\sigma - \sigma_0) + \theta - \theta_0}{\varepsilon\sqrt{-k_0}\,a - b}} \qquad (\varepsilon = \pm 1).$$

Les fonctions φ et ψ de σ et θ ne sont définies que dans un secteur de sommet σ_0, θ_0 limité par deux courbes dont les tangentes sont

$$\varepsilon\sqrt{-k_0}(\sigma - \sigma_0) + \theta - \theta_0 = 0.$$

Le point σ_0, θ_0 n'est pas l'image d'un point à vitesse stationnaire au sein du fluide.

7. Les remarques précédentes sont à prendre en considération lors de l'étude de l'existence de solutions, significatives dans le plan physique, d'un problème posé dans le plan de l'hodographe. L'absence de solution régulière dans ce plan ne prouve pas que des fonctions φ, ψ, présentant un ou plusieurs points critiques dans le domaine subsonique, ne puissent pas définir un écoulement irrotationnel pour un fluide parfait compressible.

8. Le Mémoire présenté par l'auteur au Congrès International de Mécanique appliquée de 1946, et qui n'a jamais été publié, définissait une grille d'aubes de compresseur telle qu'il existe un point critique dans le plan de l'hodographe correspondant à un point où la vitesse était stationnaire au sein du fluide.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Un nouveau diagramme énergétique de la formation d'un copeau métallique*. Note (*) de M. **Félix Eugène**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Dans une étude antérieure nous avons mis en évidence, que la pente de la courbe Wc a^{-n}, représentative du travail spécifique en fonction de l'avance en usinage des matériaux relativement plastiques tels que les aciers ordinaires non trempés, le cuivre et l'aluminium, dans des conditions de coupe appropriées (faible vitesse de coupe, faible pente d'affûtage d'outil) est imputable au travail de déformation élastique et plastique superficiel de la surface usinée.

Les mesures de travail W_c d'écrouissage superficiel pour différentes avances, reportées sur le diagramme $W_c f$(avance), définissent une zone limitée à sa partie inférieure par une horizontale $a - b$ aboutissant à la courbe Wc a^{-n}, (*fig.* 1).

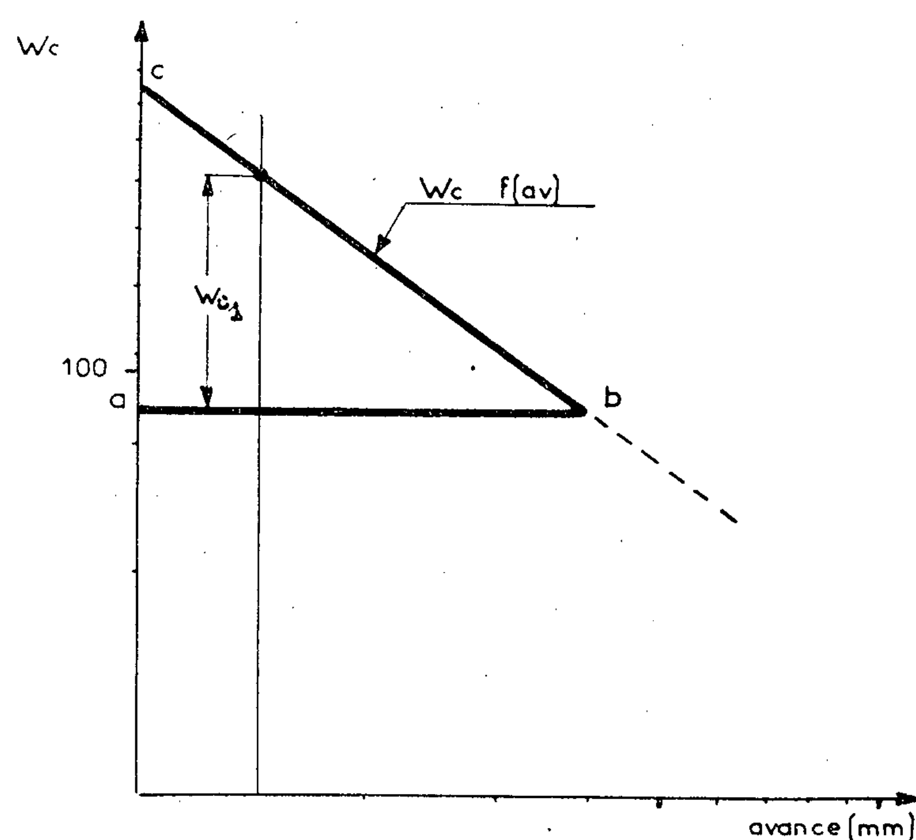


Fig. 1.

Avec un même matériau plastique usiné, l'écrouissage superficiel de la surface usinée est d'autant plus réduit et par contre le frottement de la surface usinée sur la partie frontale de l'outil d'autant plus important que la vitesse de coupe croît et que la pente d'affûtage est plus prononcée.

Dans les conditions de coupe donnant lieu à un frottement surface usinée contre la surface frontale de l'outil (cas des usinages de finition provoquant une usure frontale de l'outil) la zone $a - b - c$ du diagramme se divise en trois parties : W_1 = travail de déformation élastique, W_2 = travail de déformation plastique et W_3 = travail de frottement surface usinée — surface frontale de l'outil (*fig.* 2) W_3 croît avec la vitesse de coupe et la pente d'affûtage α au détriment de W_2.

Des essais effectués sur du cuivre ont donné les courbes $W_c f$ (avance) de même allure que celle de l'acier. Les conditions de coupe étaient les suivantes : profondeur de passe 5 mm $\alpha = 30^\circ$, $V_c = 60$ m/mn. Ces conditions sont telles

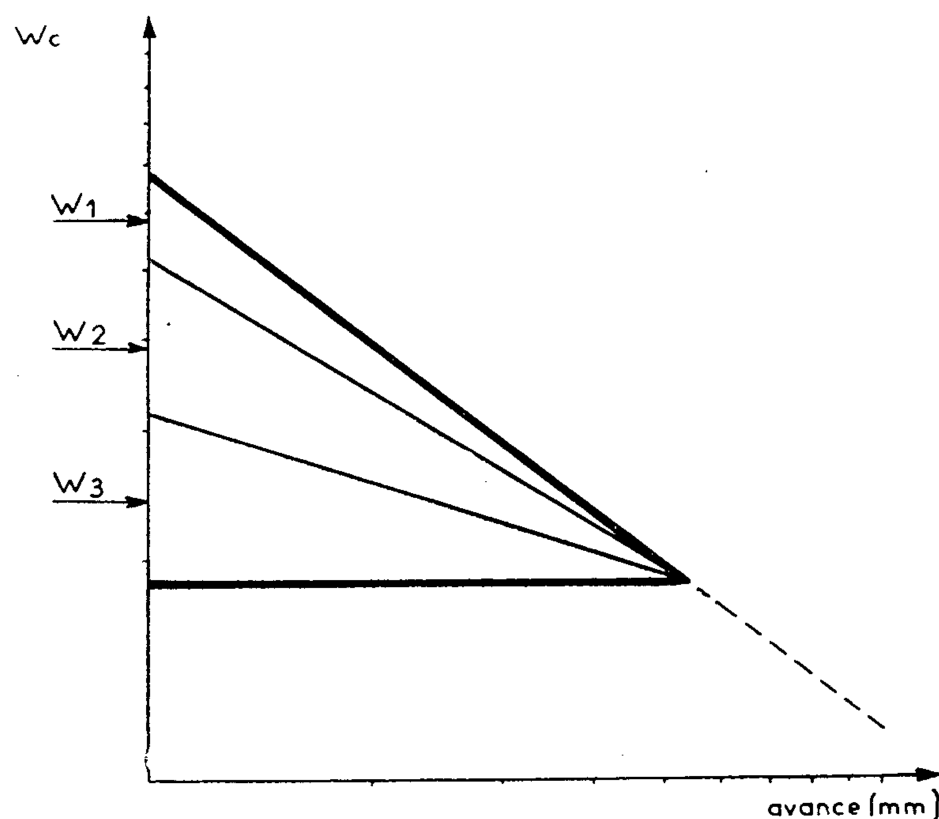


Fig. 2.

que la pente de la courbe $W_c f$ (av.) était provoquée par le travail d'écrouissage superficiel ($W_1 + W_2$) et le travail de frottement (W_3) de la surface usinée sur le plan frontal de l'outil provoquant une usure appréciable de ce dernier.

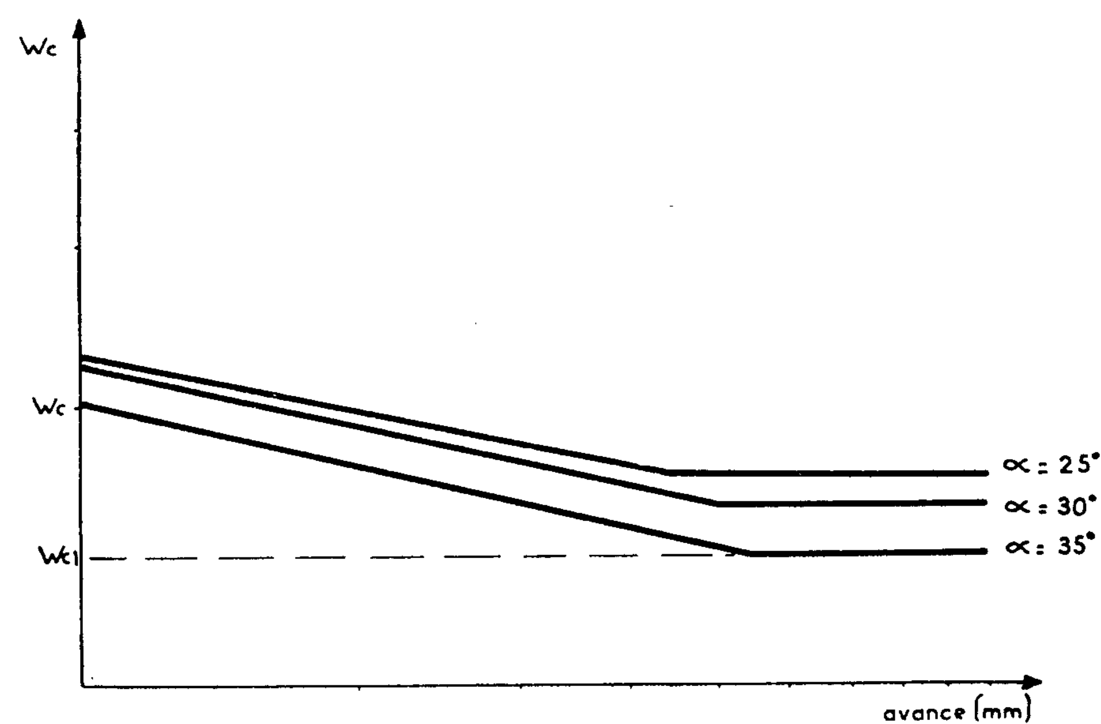


Fig. 3.

La somme de ces travaux ($W_1 W_2 W_3$), mesurés par différentes méthodes, correspondait bien, en ordre de grandeur, à l'énergie $W_c - W_{c_1}$ (*fig.* 3) pour une avance de 0,1.

Pour les aciers trempés et revenus, en particulier, une transformation métal-

lographique consécutive à une élévation de température du copeau au cours de la coupe, perturbe dans de nombreux cas la loi étudiée.

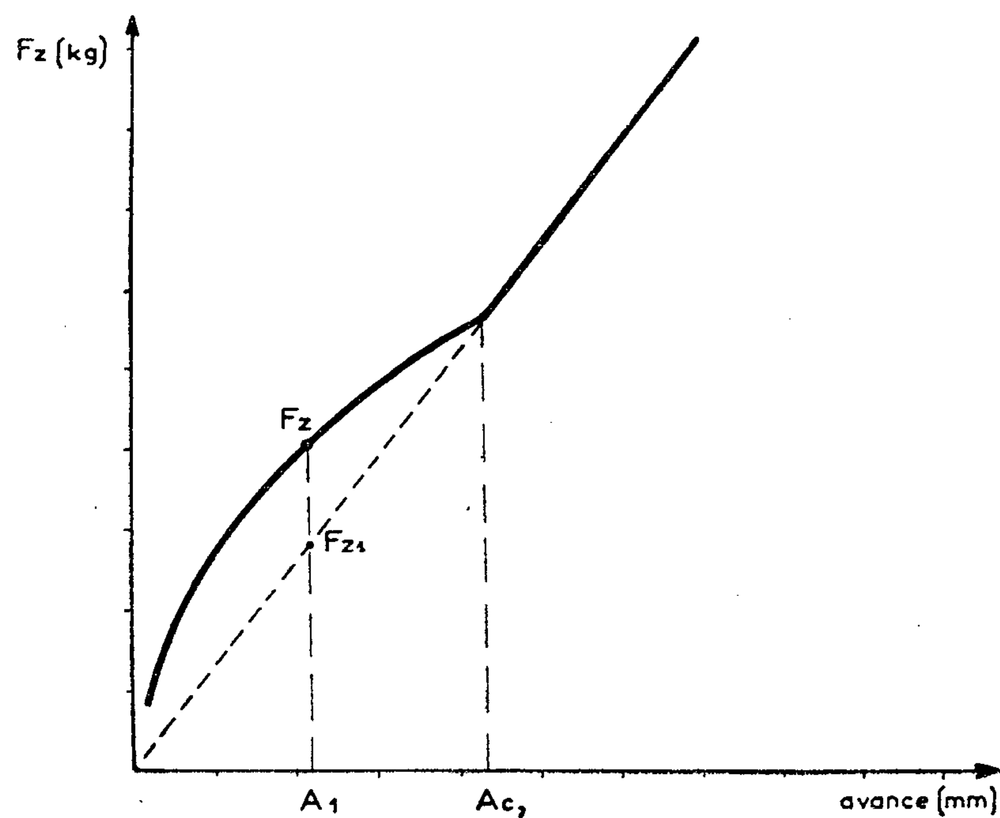


Fig. 4.

Dans le cas des essais effectués sur l'acier, les forces F_z ayant donné lieu à la figure 3 mais représentées en fonction de l'avance sur graphique cartésien donnent une courbe analogue à celle présentée sur la figure 4.

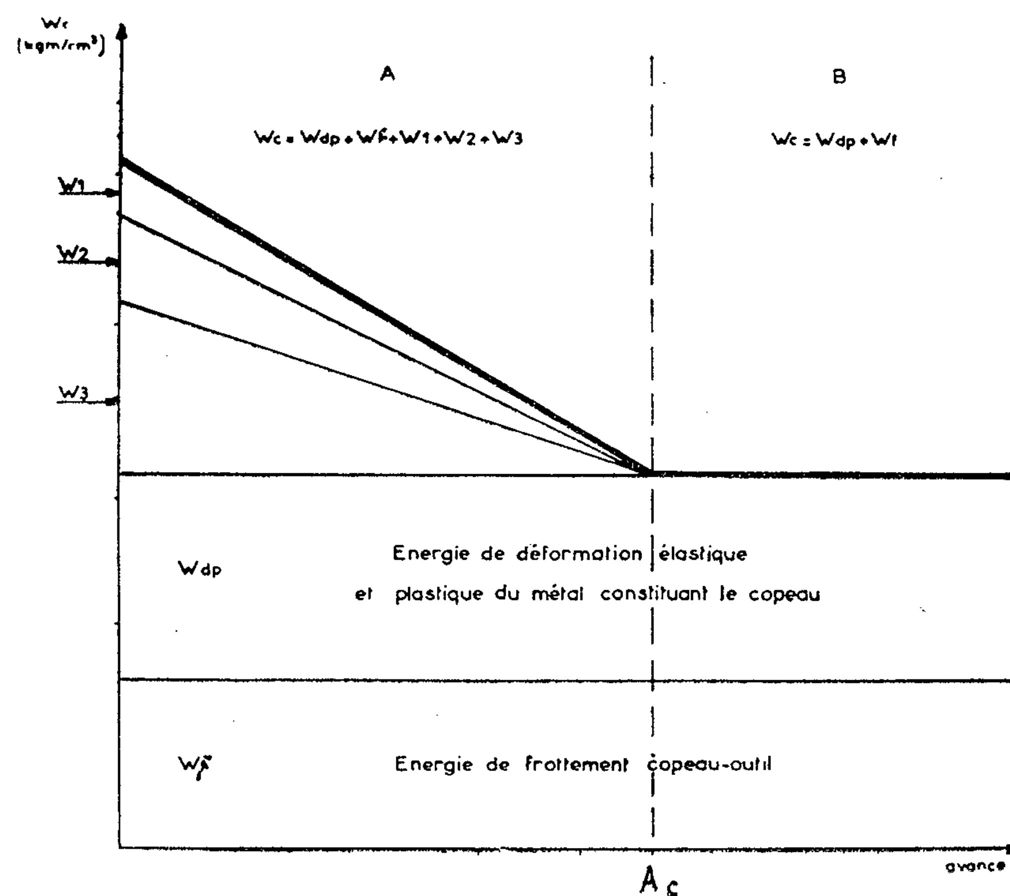


Fig. 5.

La force tangentielle F_z est effectivement proportionnelle à l'avance au delà de l'avance critique Ac et donne une droite axée par l'origine. Par contre, en deçà de Ac, F_z en fonction de l'avance, donne une courbe puissance.

La différence des forces entre F_z et F_{z1}, pour une avance A_1 est imputable

aux perturbations engendrées en avant de l'outil (déformation élastique et plastique de la pièce usinée frottement de la surface usinée sur l'outil) et donne de ce fait un moyen d'analyse que nous exploitons par ailleurs.

En résumé, nous proposons, pour la formation du copeau en coupe orthogonale dans des conditions de coupe optima compatibles avec l'emploi des outils en acier rapide, le diagramme énergétique de la figure 5 qui concrétise différents phénomènes inhérents à la formation même du copeau et de la plasticité du matériau usiné.

Dans la zone B du diagramme, en valeurs spécifiques, les énergies perturbatrices provoquées en avant de la face frontale de l'outil sont négligeables par rapport à l'unité de volume de métal transformé en copeau.

(*) Séance du 4 février 1957.

ASTRONOMIE. — *Sur la détermination des orbites par la méthode de Laplace* (*Méthode des variations*). Note de M. **Jean Kovalevsky**, présentée par M. André Danjon.

Étude de la méthode des variations pour la détermination des orbites par approximations successives. Cas où elle tombe en défaut. Exposé des modifications apportées à cette méthode pour la rendre toujours valable et en particulier dans le cas d'une inclinaison faible de l'orbite.

La méthode de Laplace pour la détermination d'une orbite à partir de trois observations ou plus, peut être traitée comme une méthode d'approximations successives dont un mode opératoire a été donné par M. A. Danjon [1].

Supposons que nous ayons déjà obtenu une orbite provisoire à partir du tableau (I) de données initiales à l'instant t_0 :

$$\text{(I)} \qquad \| \alpha_0 \quad \delta_0 \quad \alpha'_0 \quad \delta'_0 \quad \alpha''_0 \quad \delta''_0 \|.$$

Nous calculons une éphéméride à partir de ces éléments initiaux et nous la comparons aux données d'observation. Les écarts $(o-c)_\alpha$ et $(o-c)_\delta$ (position observée moins position calculée en α et δ) proviennent d'une erreur sur les données initiales. Nous nous proposons de calculer les éléments du tableau

$$\text{(II)} \qquad \| \Delta\alpha \quad \Delta\delta \quad \Delta\alpha' \quad \Delta\delta' \quad \Delta\alpha'' \quad \Delta\delta'' \|$$

des corrections à apporter à (I) pour rendre compte de ces écarts.

Or, les résultats du calcul d'éphémérides étant des fonctions des éléments du tableau (I), leurs variations sont, en première approximation et d'après le théorème sur les différentielles totales, des fonctions linéaires des éléments du tableau (II).

$$(1) \qquad \begin{cases} \text{Var}\,\alpha = A\,\Delta\alpha + B\,\Delta\delta + C\,\Delta\alpha' + D\,\Delta\delta' + E\,\Delta\alpha'' + F\,\Delta\delta'', \\ \text{Var}\,\delta = A'\,\Delta\alpha + B'\,\Delta\delta + C'\,\Delta\alpha' + D'\,\Delta\delta' + E'\,\Delta\alpha'' + F'\,\Delta\delta''. \end{cases}$$

Le calcul de ces coefficients a été fait directement à partir des données du tableau (I). Il se fait en cinq phases :

1. Calcul des vecteurs $\overrightarrow{SP_0}$ (S; soleil; P; planète) et $\overrightarrow{V_0}$ (vitesse héliocentrique de la planète) au temps t_0 à partir des éléments du tableau (I). On en déduit les cinq éléments suivants :

$$\text{(III)} \qquad \| r \quad r' \quad c \quad \vec{I} \quad \vec{J} \|$$

r étant la distance SP_0; r' sa dérivée par rapport au temps pour $t = t_0$; c la constante des aires; $\vec{I}$, le vecteur unitaire porté par $\overrightarrow{SP_0}$; et $\vec{J}$ le vecteur unitaire directement perpendiculaire dans le plan de l'orbite.

2. Calcul d'un développement en série entière des puissances du temps $(t - t_0)$ de $\overrightarrow{SP(t)}$. Les coefficients sont calculés en fonction des seuls éléments du tableau (III).

3. Par différentiation, on en déduit le développement de $\overrightarrow{\Delta SP(t)}$, fonction linéaire des éléments du tableau (IV)

$$\text{(IV)} \qquad \| \Delta r \quad \Delta r' \quad \Delta c \quad \overrightarrow{\Delta I} \quad \overrightarrow{\Delta J} \|.$$

Les coefficients sont des développements en série entière des puissances de $(t - t_0)$.

4. On calcule $\overrightarrow{\Delta SP_0}$ et $\overrightarrow{\Delta V_0}$ en fonction des éléments de (II), puis on inverse les formules. Le calcul des éléments de (IV) en fonction de ceux du tableau (II) se fait alors aisément. Il suffit de reporter le résultat dans $\overrightarrow{\Delta SP(t)}$ pour avoir ce développement en fonction des variables du tableau (II).

5. A partir de $\overrightarrow{\Delta SP(t)}$, il ne reste plus qu'à calculer les coefficients des équations (1) sous la forme de développements en $(t - t_0)$. La méthode d'approximation employée consiste à égaler les variations en α et δ aux $(o - c)$ pour chaque observation et résoudre le système d'équations linéaires à six inconnues, soit directement s'il y a trois observations, soit par les moindres carrés s'il y en a plus. Les éléments du tableau (II) ainsi calculés sont ajoutés à ceux du tableau (I) et l'on peut réitérer le calcul si les $(o - c)$ résiduels sont trop forts ou présentent une allure systématique.

Cependant un tel calcul se heurte à la difficulté suivante : Le calcul de $\overrightarrow{SP_0}$ et $\overrightarrow{V_0}$ à partir des éléments de (I) ainsi que l'inversion des formules (4) introduisent en facteur au dénominateur le produit mixte $(\vec{i}, d\vec{i}/dt, d^2\vec{i}/dt^2)$ où $\vec{i}$ est le vecteur unitaire de TP (Terre-Planète). On montre facilement qu'il s'annule lorsque la vitesse géocentrique de la planète se trouve dans le plan SPT. Ceci a lieu en particulier lorsque l'inclinaison de l'orbite est nulle ou aux points de rebroussement de la trajectoire apparente. Lorsqu'on se trouve au voisi-

nage de ces cas, le calcul est peu précis, et la convergence des séries n'est plus assurée.

Il est intéressant de remarquer que la méthode de Gauss fait intervenir dans les mêmes conditions le produit mixte $(\vec{i}_1, \vec{i}_2, \vec{i}_3)$ des vecteurs analogues pour trois observations et qui est, à des termes en $(t - t_0)^3$ près, proportionnel à $(\vec{i}, d\vec{i}/dt, d^2\vec{i}/dt^2)$. Ainsi la méthode des variations, lorsqu'elle n'est pas valable, ne peut être remplacée par celle de Gauss.

Cette double difficulté provient du fait que l'on étudie une courbe (trajectoire relative de la planète) non dans l'espace mais en projection (ici sur une sphère). Nous introduisons ce faisant des singularités qui limitent les rayons de convergence des séries et allongent — sinon rendent impossibles — les méthodes d'itération.

Les coordonnées cartésiennes n'auraient pas ces inconvénients, mais les données initiales seraient par trop éloignées des données d'observation et leur calcul à la première approximation réintroduirait la phase 1 ci-dessus. C'est aussi le cas qui se présente dans la méthode de Leuschner (qui n'utilise pas les développements en série et dont les données sont $\vec{V}$ et TP) [2]. Les coordonnées sphériques nous ont paru convenir le mieux dans le cas présent. Les seules singularités introduites sont sur l'axe des pôles; un simple changement d'axes suffirait à écarter ces singularités si la trajectoire, passait trop près du pôle. D'autre part, quatre données initiales : α_0, δ_0, α'_0, δ'_0 sont très facilement accessibles de façon très approchée à partir des observations. Seuls D_0 (distance TP au temps t_0) et $D'_0 = dD/dt$ pour $t = t_0$ devraient être choisis au hasard à la première approximation si on se trouve dans le cas défavorable de la non application des formules de Laplace.

Le calcul se fera comme il a été décrit ci-dessus en remplaçant les tableaux (I) et (II) par

(I *bis*) $\qquad \| \alpha_0 \quad \delta_0 \quad D_0 \quad \alpha'_0 \quad \delta'_0 \quad D'_0 \|,$

(II *bis*) $\qquad \| \Delta\alpha \quad \Delta\delta \quad \Delta D \quad \Delta\alpha' \quad \Delta\delta \quad \Delta D' \|.$

— La phase 1 est très allégée. Le seul dénominateur intervenant est $D \cos \delta$.

— Les phases 2 et 3 du calcul sont inchangées.

— Dans la phase 4, l'inversion est possible si $D \cos \delta \neq 0$. Le calcul est très simplifié.

— La suite du calcul est inchangée. Mais les développements en série obtenus sont toujours convergents dans un large domaine de $(t - t_0)$.

Conclusion. — Cette méthode permet donc un calcul uniforme quels que soient les éléments de l'orbite de la planète (en particulier l'inclinaison et l'excentricité) le nombre d'observations (supérieur ou égal à trois) et les singularités de la trajectoire apparente sur la voûte céleste. De plus en pratique elle

s'avère — malgré un formulaire plus lourd — être plus rapide que les méthodes déjà proposées pour le calcul des coefficients des équations (1).

(1) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 675; *voir* aussi *Bull. Astron.*, 16, 1951, p. 85.
(2) *Publications of the Lick Observatory*, 7, 1913, p. 1 et 221.

THERMODYNAMIQUE. — *Congélation orientée de l'eau surfondue sur une surface cristalline. Cas de l'argent et de l'iodure d'argent.* Note de MM. **Jean Jaffray** et **Robert Montmory**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Observations d'épitaxies de cristaux de glace : 1° sur des couches d'argent orientées sur mica; 2° sur des surfaces cristallines d'iodure d'argent préparées à partir de couches d'argent orientées.

Deux Notes précédentes (1), (2) ont précisé les circonstances d'observation de l'épitaxie des cristaux de glace sur des lames de clivage de mica et le plan (0001) de l'iodure de plomb par la congélation sur ces surfaces d'un aérosol d'eau surfondue. Un phénomène analogue a été observé avec l'argent et l'iodure d'argent.

Pour différentes raisons (3), les surfaces monocristallines d'iodure d'argent ont été préparées par l'intermédiaire de couches d'argent orientées sur mica, l'argent étant ensuite attaqué par l'iode.

1. Entre 150 et 250° C, l'argent déposé sur mica, sous forme de couches minces par évaporation sous vide élevé est orienté suivant le plan (111) avec les rangées suivantes en coïncidence :

a. $[1\bar{1}0]$ de l'argent parallèle à [100] du mica;

b. $[2\bar{1}\bar{1}]$ de l'argent parallèle à [100] du mica.

Ayant réalisé l'épitaxie de l'argent à 150° C sur mica et vérifié aux rayons X que la couche d'argent était bien orientée par rapport au support, nous avons observé vers — 15° C une épitaxie de la glace sur ces surfaces. La figure 1 montre deux orientations des cristaux de glace correspondant à un accolement du plan [0001] de la glace sur le plan [111] de l'argent. Les rangées en coïncidence par rapport au mica et à l'argent sont les suivantes :

Plan d'accolement.		Rangées en coïncidence.			Discordance par rapport à Ag.	Schéma de la figure 2.
Ag.	Glace.	Mica.	Ag.	Glace.		
(111)	(0001)	[010]	$[11\bar{2}]$	[010]	—9%	Épitaxie I
(111)	(0001)	[010]	$[01\bar{1}]$	[120]	—9%	Épitaxie II

mais il ne nous est pas possible actuellement de préciser si les deux orientations de la glace correspondent aux deux orientations possibles de l'argent sur le

mica ou si elles sont dues à deux orientations effectives de la glace sur l'argent. En plus de ces cristaux de glace de forme simple, on observe aussi des croissances dendritiques qui sont le plus souvent parallèles aux axes secondaires des plaquettes hexagonales.

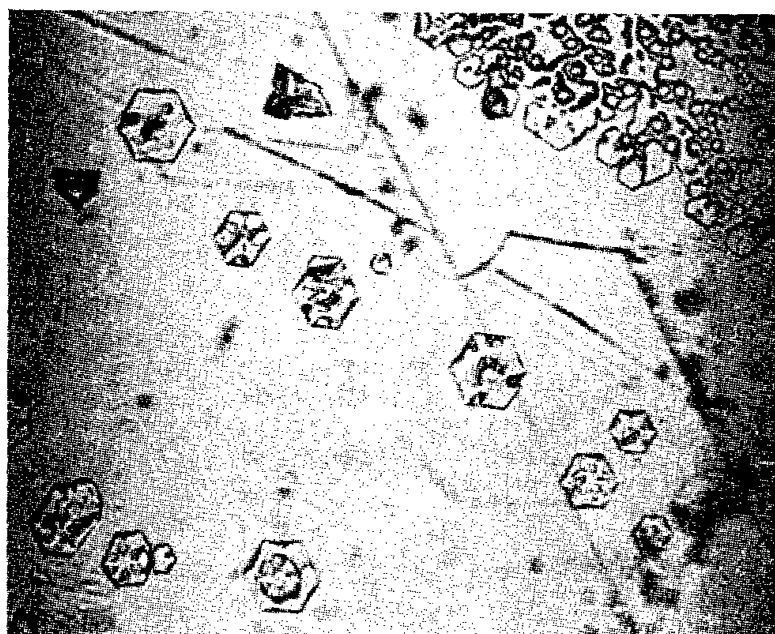


Fig. 1. G × 100

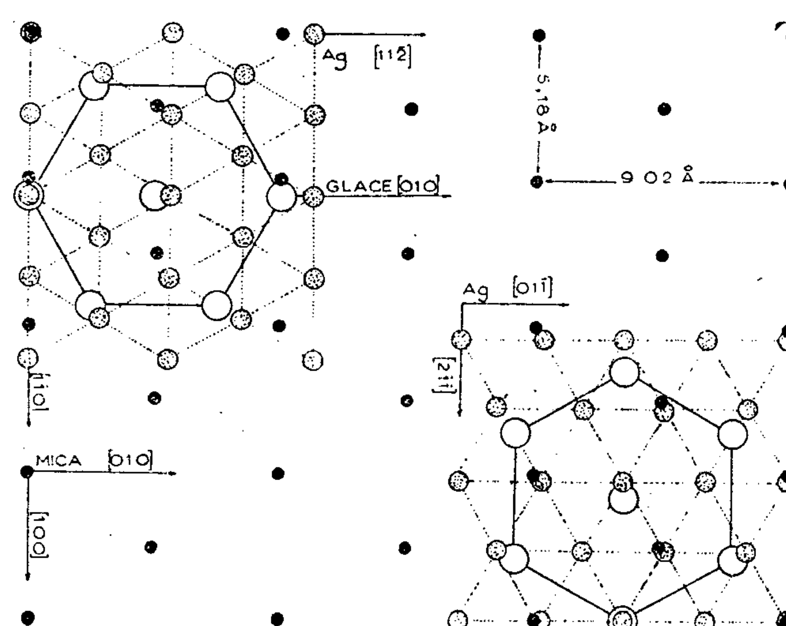


Fig. 2.

2. Une attaque lente d'une couche d'argent orientée sur mica muscovite par la vapeur d'iode conduit à un dépôt orienté d'iodure d'argent. Nous avons pu obtenir les résultats suivants :

a. En accord avec les résultats de D. W. Pashley (4) les deux variétés stable et métastable à la température ordinaire : AgIβ (cubique) et AgIγ (hexagonale) sont présentes dans le dépôt.

b. On observe deux orientations de l'iodure d'argent sur l'argent, dont l'une est prépondérante :

AgI variété.	Plan de contact. Ag.	AgI.	Rangées en coïncidence. Support.	Dépôt.	Discordance (%).
AgIγ.........	(111)	(0001)	$[1\bar{1}0]$	$[1\bar{1}0]$	— 8
AgIγ.........	(111)	(0001)	$[1\bar{1}0]$	[100]	+59 (*)
AgIβ.........	(111)	(111)	$[2\bar{1}\bar{1}]$	$[1\bar{1}0]$	— 8
AgIβ.........	(111)	(111)	$[1\bar{1}0]$	$[1\bar{1}0]$	+59 (*)

(*) Peu fréquente.

Nous avons observé et reproduit à volonté vers — 10° C à partir d'un aérosol d'eau surfondue, une épitaxie de la glace sur l'iodure d'argent. Cette épitaxie se produit quelle que soit la variété (β ou γ) d'iodure d'argent. Le plan d'accolement de la glace est le plan (0001) en contact avec le plan (0001) ou (111) des variétés β et γ. Sur la figure 3 on n'observe qu'une seule orientation de la glace sur l'iodure d'argent mais les cristaux formés sont ici très petits (quelques microns) et de l'ordre de grandeur des gouttelettes qui se sont déposées. Sur

la figure 4 on peut noter deux orientations des cristaux de glace dont les axes secondaires similaires sont orthogonaux c'est-à-dire deux épitaxies à 30° l'une de l'autre. Nous ne pouvons savoir si ces deux épitaxies correspondent, comme pour celles de la glace sur l'argent, à deux orientations effectives des cristaux

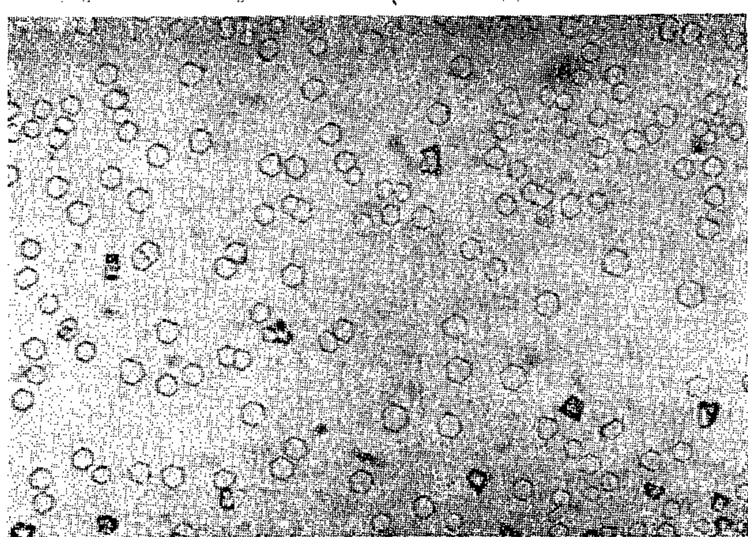


Fig. 3. G × 200

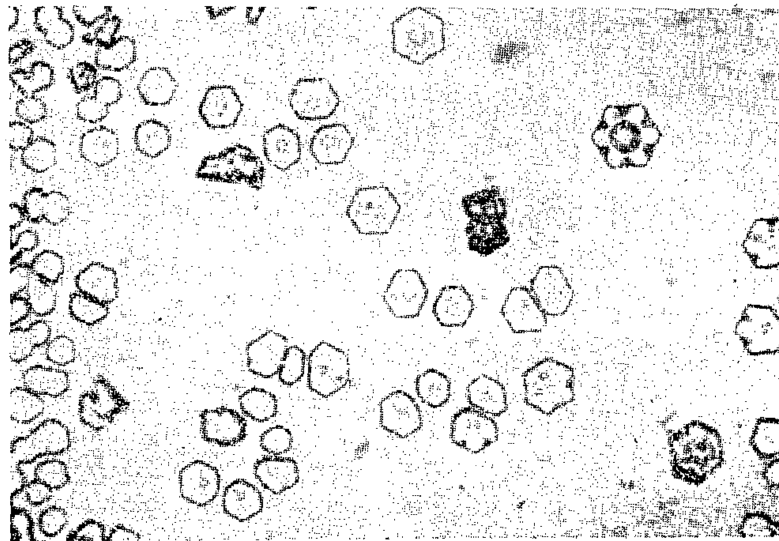


Fig. 4. G × 100

de glace sur leur support. Peut-être y a-t-il une seule épitaxie, les deux orientations de la glace étant dues aux deux orientations initiales de l'argent sur le mica. On observe, en outre, des cristaux de glace dont le plan d'accolement ne paraît pas être le plan (0001), mais qui présentent pourtant une orientation marquée. De tels cristaux sont visibles sur la figure 3 : ils n'ont pas l'aspect de plaquettes hexagonales. Ces cristaux particuliers pourraient être dus ou bien à une autre épitaxie de la glace sur AgI, avec un plan d'accolement différent du plan (0001) ou bien à la présence en ces points de cristaux d'iodure d'argent orientés différemment.

Depuis la découverte par B. Vonnegut ([5]) des propriétés glaçogènes de l'iodure d'argent, cette substance demeure le principal moyen d'action pour la précipitation artificielle des nuages surfondus. L'hypothèse que l'activité glaçogène de cette substance s'explique par une épitaxie entre la glace et l'iodure d'argent n'a pas encore été vérifiée pour les microcristaux; mais nous venons de montrer que le phénomène existe réellement lors de la congélation d'un aérosol d'eau surfondue sur une surface cristalline macroscopique. Des essais sont en cours pour rechercher si l'explication est encore valable dans le cas de microcristaux de substances glaçogènes.

([1]) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 126.
([2]) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 891.
([3]) R. Montmory, *Bull. Obs. Puy de Dôme*, n° 4, 1956, (sous presse).
([4]) *Proc. Roy. Soc.*, A **210**, 1951, p. 354.
([5]) *J. Appl. Phys.*, **18**, n° 7, 1947, p. 593.

THERMODYNAMIQUE. — *Sur le calcul semi-graphique des échangeurs-évaporateurs.* Note de M. **Marcel Véron**, présentée par M. Hippolyte Parodi.

On combine avec l'emploi d'un diagramme d'air humide la méthode de calcul itératif récemment proposée.

Dans une Note précédente (¹), on a exploité les équations différentielles des appareils en cause, écrites soit en introduisant la température et l'humidité absolue de l'air :

(1) à (3) $$dQ = -\Pi_c c_c \, d\theta = K(\theta - \tau)\, dS = \pm c_e[\Pi_e - f(\varpi)\Pi_a]\, d\tau + \Pi_a\{(c_a + \varpi c_v)\, dt + [r_\tau + c_v(t-\tau)]\, d\varpi\},$$

(4), (5) $$dQ' = K'(\tau - t)\, dS' = \Pi_a[(c_a + \varpi c_v)\, dt + c_v(t-\tau)\, d\varpi],$$

soit en introduisant l'enthalpie et l'humidité absolue de l'air :

(1') à (3') $$dQ = -\Pi_c c_c \, d\theta = K(\theta - \tau)\, dS = \pm c_e[\Pi_e - f(\varpi)\Pi_a]\, d\tau + \Pi_a(dq' - c_e \tau\, d\varpi),$$

(4'), (5') $$dQ' = K'\left(\tau - \frac{q' - \lambda_{\tau=0}\varpi}{c_a + \varpi c_v}\right) dS' = \Pi_a(dq' - \lambda_\tau\, d\varpi),$$

avec pour les deux versions :

(6) $$\Pi_a\, d\varpi = K' \frac{\varpi_\tau - \varpi}{c_a + \varpi c_v}\, dS'.$$

A la résolution approchée de ce système d'équations, on peut étendre un procédé d'intégration semi-graphique (²), en observant qu'avec $\lambda_\tau = \lambda_{\tau=0} + c_v \tau$, la combinaison de (5') et (6) donne :

(7') $$\frac{dq'}{d\varpi} = \frac{q'_\tau - q'}{\varpi_\tau - \varpi},$$

de même qu'à la condition de négliger $c_v(t-\tau)\, d\varpi$ devant $(c_a + \varpi c_v)\, dt$, la combinaison de (5) et (6) donne :

(7) $$\frac{d\varpi}{dt} = \frac{\varpi_\tau - \varpi}{\tau - t}.$$

Il en résulte que, sur un diagramme cartésien t, ϖ (*fig.* 1) ou ϖ, q' (*fig.* 2), la tangente en chaque point A (ϖ, t ou q') du profil d'évolution de l'air passe par le point E (ϖ_τ, τ ou q'_τ) représentatif de l'air humide saturé à la température actuelle $\tau(S)$ de l'eau. C'est la « loi du chien », *généralisée à un échangeur humide.*

Elle permet de supprimer le calcul de $d\varpi$ à partir de dS' au moyen de (6), en le remplaçant par la construction de la tangente (*fig.* 1 et 2).

Ayant figuré l'état initial A_0 de l'air et l'état E_0 de l'air saturé à la température actuelle τ_0 de l'eau (initiale à équi-courant, finale à contre-courant), on

trace la première tangente $A_0 E_0$. On y place le point A_1 représentatif de l'air après un premier petit échauffement $t_1 - t_0 = dt$, et on y lit w_1, donc $w_1 - w_0 = dw$ (ainsi que dq'). Portés dans (4) et (5), dt et dw fournissent dS', donc $dS = dS'/\varphi$, et dQ'. Portés ensuite dans (3) à (1), dt, dw et dS donnent $d\tau$, $d\theta$ et dQ.

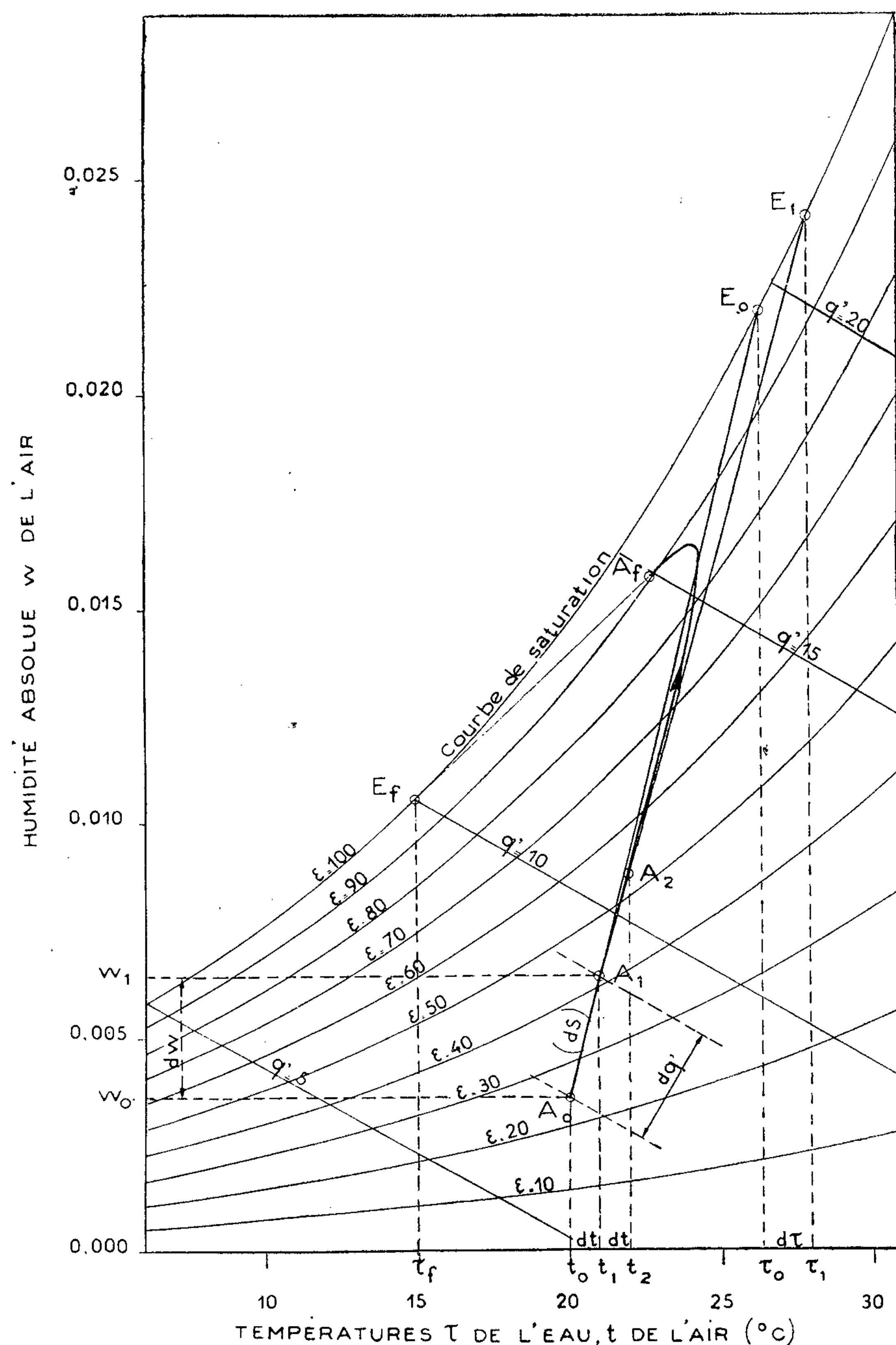


Fig. 1. — Processus suivi à contre courant, sur un diagramme (t, w) de Carrier.

Reporté dans le graphique à partir de E_0, $d\tau$ situe un point E_1 sur la courbe de saturation. On trace la deuxième droite $A_1 E_1$. On y place le point A_2 résultant d'un deuxième petit échauffement dt de l'air, etc.

On peut aussi entrer avec dq' au lieu de dt, soit sur le diagramme t, w (*fig.* 1), soit alors plus logiquement sur le diagramme w, q' (*fig.* 2), celui-ci étant d'ailleurs *en principe* plus rigoureux, mais avec un inconvénient pratique dû à l' « accumulation » le long de la ligne de saturation ([3]).

De proche en proche, on détermine aisément ainsi le polygone des points A_0, A_1, A_2, ..., A_f, d'autant plus voisin de l'évolution réelle continue de l'air, que les intervalles dt sont choisis plus petits. Après quelques fractionnements de finesse croissante, on fixe le seuil d'insensibilité, donnant un tracé pratiquement correct.

Par addition des petites variations successives dt, dw, dq', $d\tau$, $d\theta$, dQ, dQ', dS (ou dS'), on obtient les variations corrélatives finies de t, w, q', τ, θ, Q, Q', S (ou S'). Q représente la puissance frigorifique totale.

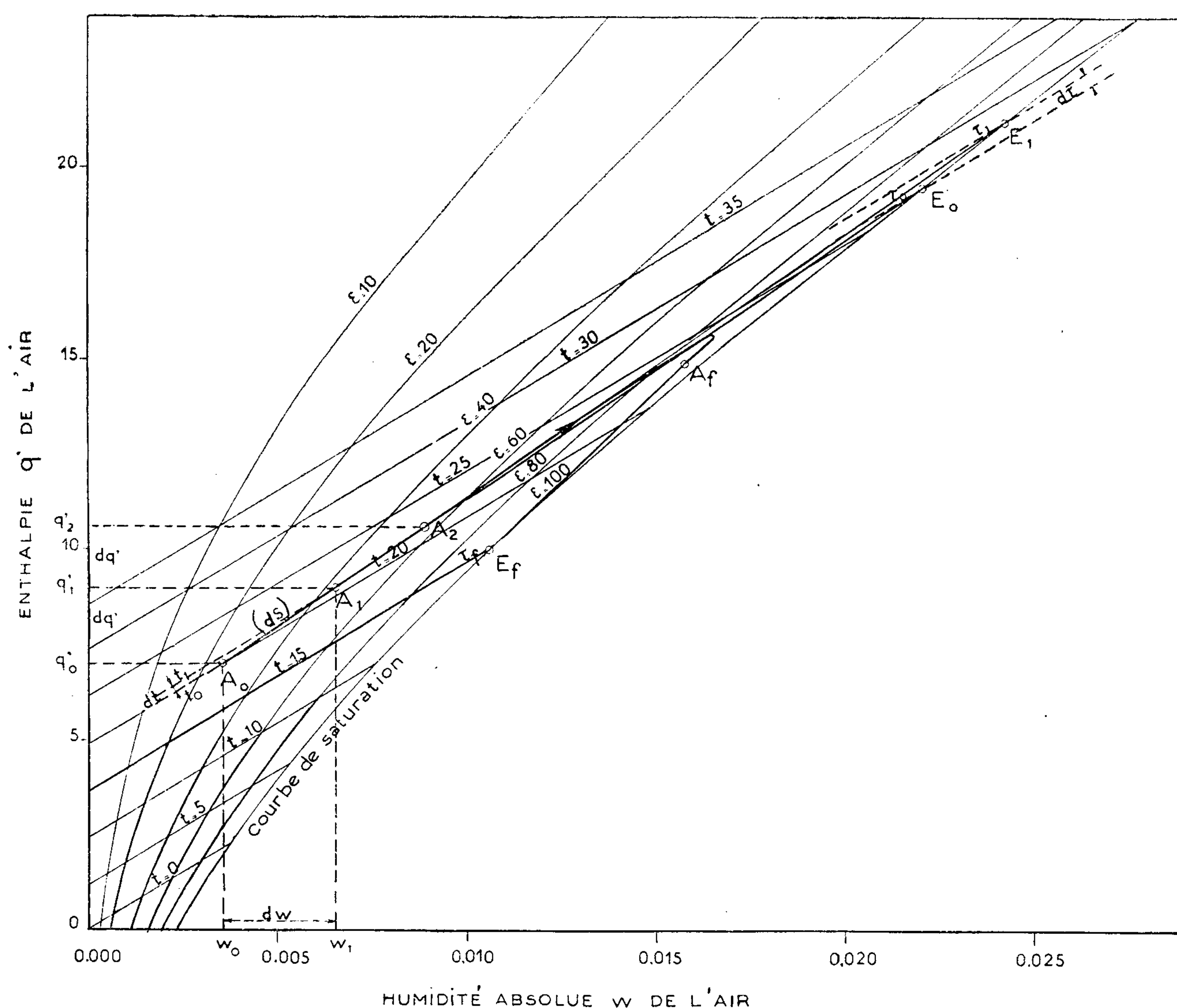


Fig. 2. — Processus suivi à contre-courant, sur un diagramme (w, q') de Ramzine en coordonnées rectangulaires.

Si l'air et l'eau circulent à contre-courant, il faut plusieurs tracés successifs pour définir l'état de l'air saturé à la température *finale* de l'eau, qui dans ce cas oriente la première tangente.

Pour un condenseur-évaporateur, la température θ du fluide traité devient uniforme, et les calculs se simplifient par disparition de $d\theta$.

Pour un laveur d'air, il faut annuler K; les calculs se simplifient par disparition de $d\theta$ et de dS ([4]).

(1) M. Véron, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 728.

(2) M. Véron et A. Missenard, *Mémoires de la Société des Ingénieurs Civils de France*, janvier 1940.

(3) Même en partant de dq', on peut utiliser les équations (1) à (5), après avoir lu sur l'épure la variation dt associée à dq'. Si l'on préfère utiliser (1') à (5'), la résolution approchée (semi-graphique comme purement itérarive) reste possible, et elle est plus claire en écrivant sous la forme $K'(\tau - t)\,dS'$ le deuxième membre de (4') : l'intégration sur q' étant exclue, l'explicitation de t en fonction de q' est devenue inutile.

(4) Dans les deux méthodes approchées qui viennent d'être présentées pour la résolution des équations différentielles (1) à (6), les notations dt, $d\tau$, $d\theta$, ..., ne désignent évidemment plus des variations infinitésimales, mais des variatious finies, très petites. Aucune méprise n'étant possible, on n'a pas jugé utile d'introduire une deuxième série de notations (Δt, $\Delta\tau$, $\Delta\theta$, ...).

ÉLECTRICITÉ. — *Évolution thermique de la résistance électrique des lames minces de bismuth.* Note de MM. **Pierre Huet** et **Antoine Colombani**, présentée par M. Gustave Ribaud.

L'étude de la variation de résistance des lames minces de bismuth, dont nous avons indiqué la préparation [1], nous a permis de mettre en évidence des modifications réversibles et irréversibles ainsi que des états *semi-conducteur* et *métallique.*

Comme nous l'avons indiqué, les dépôts ont pu être chauffés jusqu'à 320° C, bien au-delà du point de fusion du bismuth usuel. Dans ces conditions les résultats peuvent se classer suivant trois gammes d'épaisseur.

a. Épaisseurs inférieures à 200 Å (*fig.* 1). — De 20 à 160° C la résistance évolue réversiblement, et de manière identique, que la lame de bismuth soit ou non déposée entre couches d'oxyde (courbe IM). Au-dessus de 160° C l'évolution se traduit par une croissance irréversible. Cependant cette évolution peut être stoppée en un point quelconque M' entre M et S'. Refroidie à partir de ce point la courbe de résistance devient M'I', réversible et de même coefficient de température que MI. Entre M et S' il apparaît donc que l'état cristallin de la couche reste le même.

A partir de 245° C la résistance diminue rapidement jusqu'à 270° C point de fusion du métal usuel. Au-delà de cette température la lame se trouve à l'état liquide entre deux couches d'oxyde, cet oxyde ne se réduisant qu'à partir de 370° C; le coefficient de température de la lame est alors très faible et négatif.

A partir de cet état liquide le refroidissement de la lame entraîne l'évolution de la résistance suivant la courbe L''LSA. Elle présente par rapport à la courbe de chauffe une légère hystérésis due probablement à la surfusion. La courbe L''LSA est entièrement réversible. Son coefficient de température est négatif. *L'état est semi-conducteur.*

b. Épaisseurs supérieures à 2 200 Å (*fig.* 2). — L'allure du phénomène reste identique, l'accroissement irréversible de la résistance entre 160 et 245° C étant d'autant plus faible que l'épaisseur est plus élevée. A partir de 245° C la résistance décroît puis chute rapidement jusqu'à 270° C.

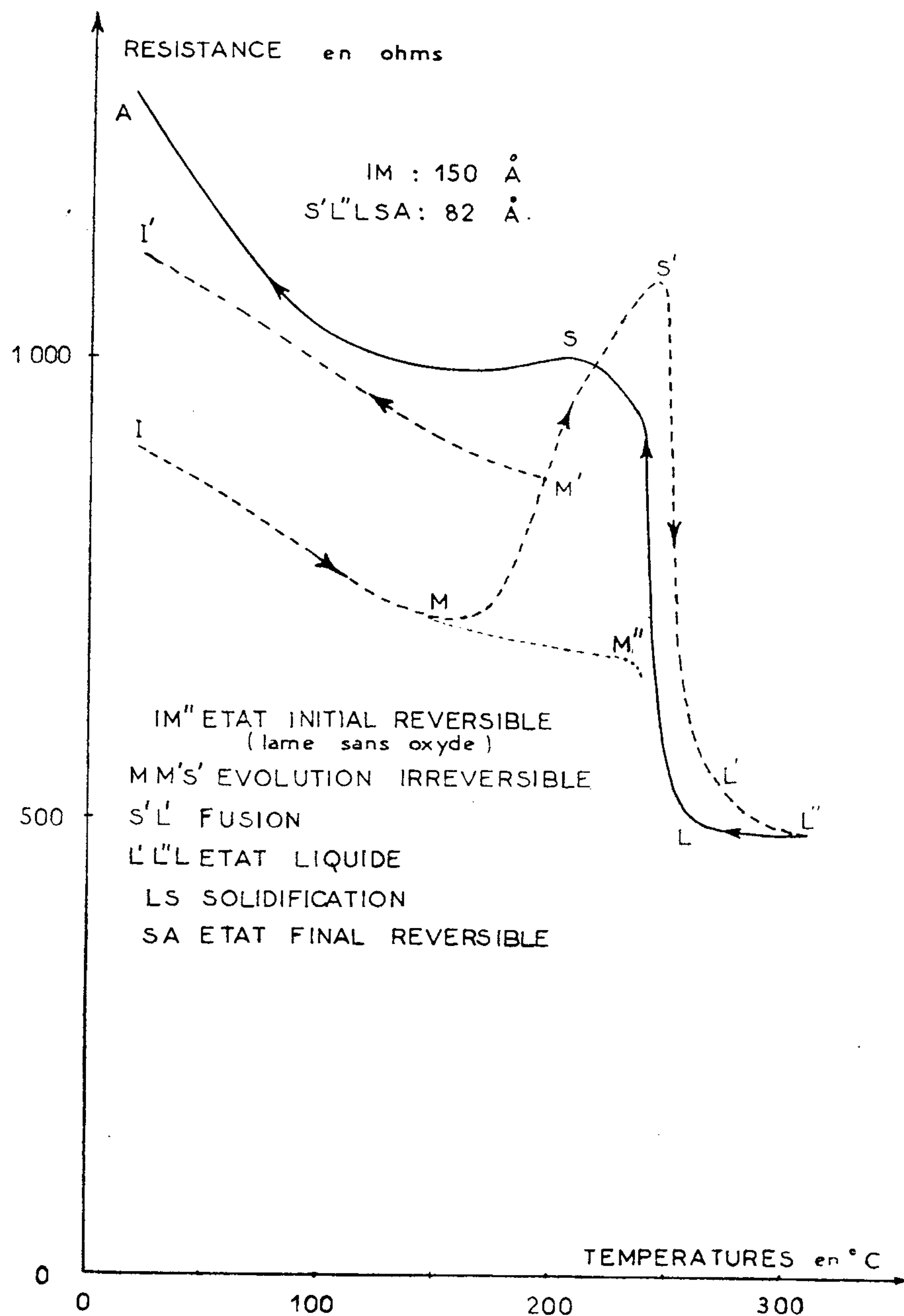


Fig. 1.

Au-dessus de cette température l'évolution est terminée et l'état liquide possède un coefficient de température positif. La courbe de refroidissement L''LSA est réversible en fonction de la température entre S et A, le segment L''LS correspondant à la surfusion.

Pour des lames d'épaisseur supérieure à 2 200 Å *le coefficient de température reste toujours positif* au-dessus de 20° C. *L'état est métallique.* La résistivité finale : 200 μΩ/cm est légèrement supérieure (rapport 1,3) à celle du bismuth d'évaporation; ceci est probablement dû à des tensions résiduelles du film qui n'ont pu être éliminées malgré la fusion.

Dans l'ensemble on retrouve la courbe que Kapitza indique pour le cristal de bismuth. En particulier le rapport des résistances au point de fusion entre l'état solide et l'état liquide : 2,3 est très voisin de celui qui est indiqué par Kapitza et les chimistes.

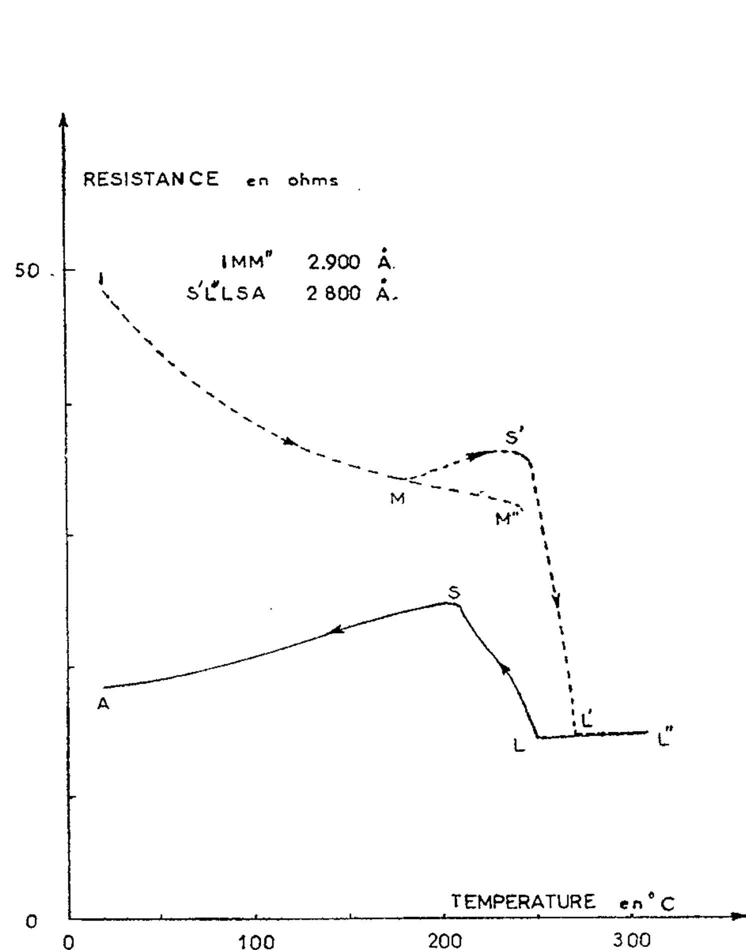


Fig. 2

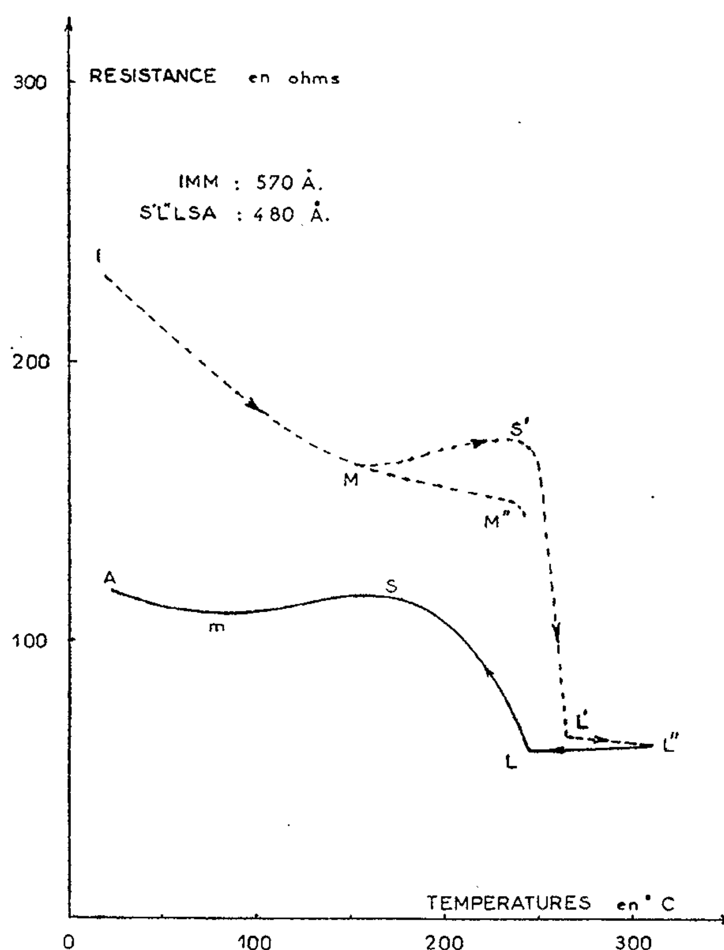


Fig. 3.

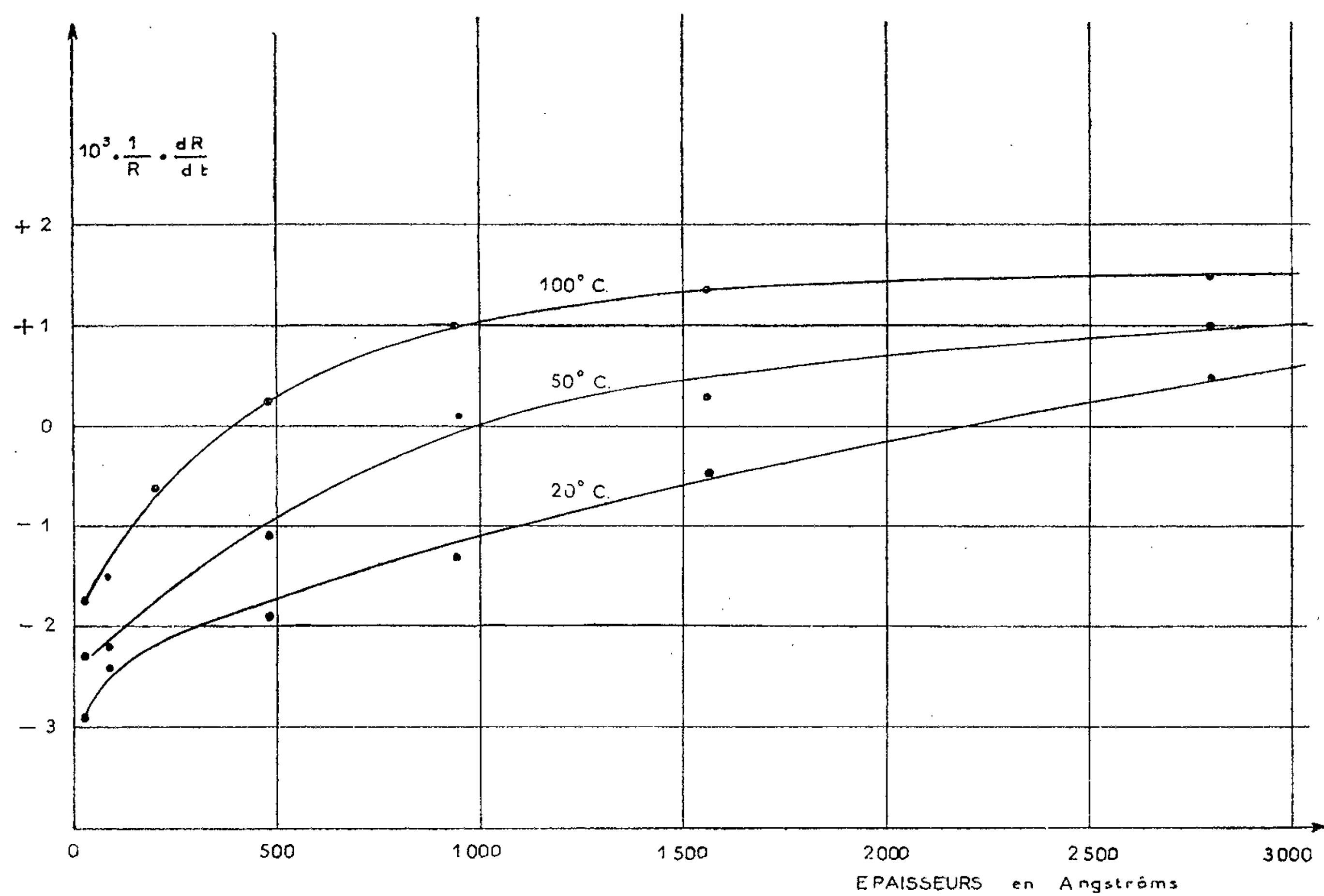


Fig. 4.

c. Épaisseurs comprises entre 200 *et* 2 200 Å (*fig.* 3). — L'allure du phénomène est l'intermédiaire des cas *a* et *b*. Mais en plus la courbe réversible de refroidissement présente un minimum *m* qui se déplace vers les

basses températures quand augmente l'épaisseur (pour 2 200 Å, m se trouve à 20° C). A toute température inférieure à celle du minimum le coefficient de température de la résistance est négatif; il est positif au-dessus.

Nous avons dans les trois cas interprété la croissance irréversible comme une diminution d'épaisseur de la lame de bismuth due à l'influence des revêtements d'oxyde. En effet :

1° En I et I′ le coefficient de température est le même;

2° Après refroidissement les effets Hall des états M″ (lame déposée sans oxyde) et S′ (lame de même épaisseur déposée entre couches d'oxyde) sont inversement proportionnels aux résistances de ces lames;

3° La diminution d'épaisseur, déduite de la différence de résistance des états M″ et S′ est sensiblement indépendante de l'épaisseur de la lame de bismuth.

D'autre part entre les états S′ et L′ le rapport des résistances est voisin du rapport connu 2,3. La variation d'épaisseur est donc achevée à partir de S′.

A partir de ces observations nous avons déterminé l'épaisseur définitive des lames. La figure 4 représente les courbes de coefficient de température en fonction des épaisseurs, pour différentes températures.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 755.

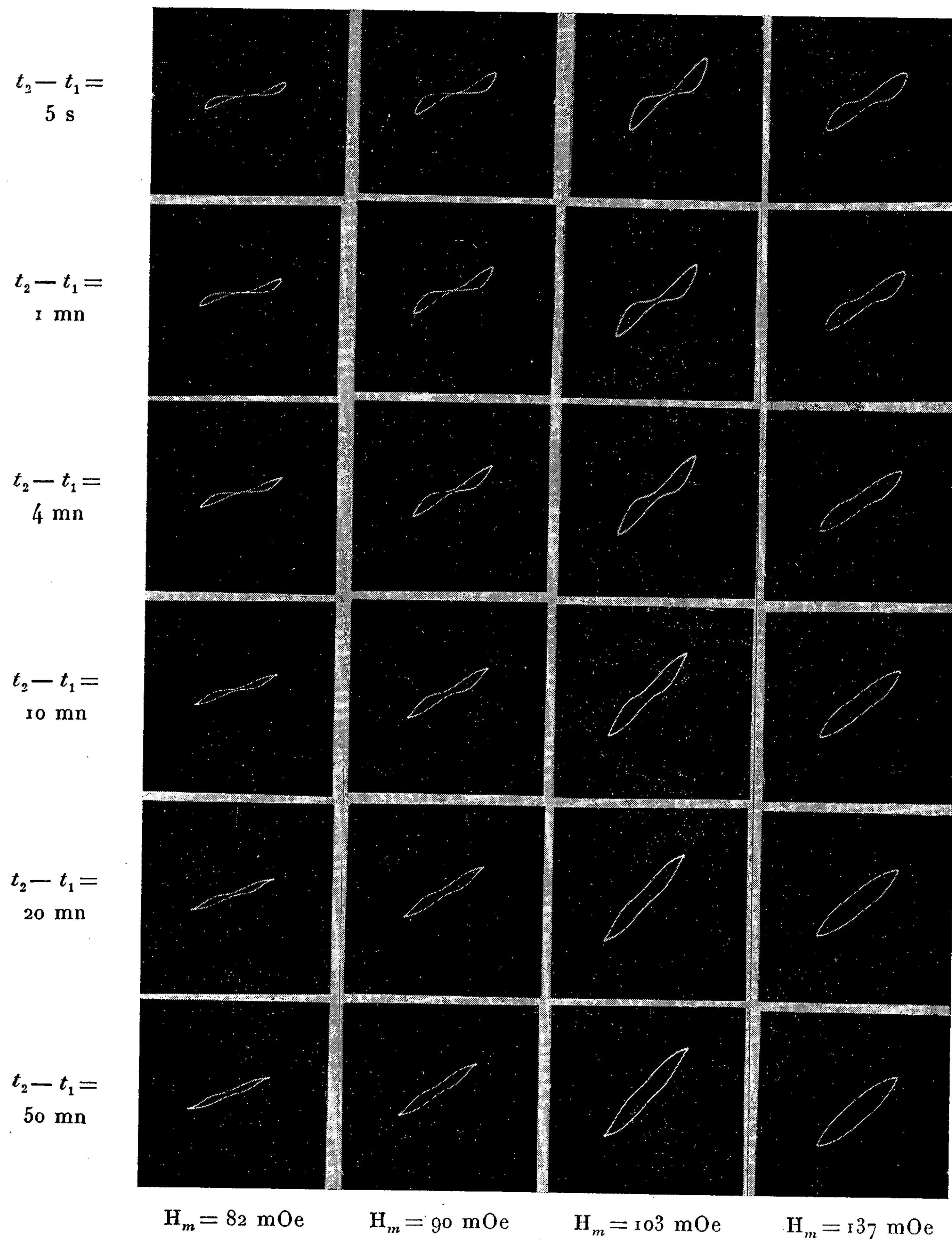
MAGNÉTISME. — *Anomalies des cycles d'hystérésis dues au traînage de diffusion.* Note (*) de M. **Pierre Brissonneau**, transmise par M. Louis Néel.

Des mesures récentes nous ont montré que les cycles d'hystérésis de substances possédant un traînage magnétique de diffusion notable, présentent, dans le domaine de Rayleigh, des anomalies importantes. La théorie de L. Néel permet l'interprétation des résultats qui sont très proches, d'autre part, d'anomalies semblables rencontrées sur les alliages du type Perminvar.

Nous nous sommes intéressés à la forme du cycle d'hystérésis magnétique d'un échantillon de fer présentant un phénomène de traînage de diffusion très marqué. La valeur de l'induction B est alors fonction du champ appliqué H, et de l'histoire magnétique de la substance. Nous avons convenu de prendre comme état de référence celui qui résulte d'une désaimantation en champ alternatif décroissant, achevée à l'époque $t = 0$; nous appliquons le champ $H = H_m \sin \omega t$ à l'époque $t = t_1$, et la mesure est faite à l'époque t_2. Nos résultats pour quelques valeurs de H_m et de l'intervalle de temps $t_2 - t_1$, sont consignés dans le tableau ci-contre, sous forme de photographies d'oscillogrammes.

L'échantillon comporte seize anneaux de 3/10e de millimètre d'épaisseur, isolés les uns des autres, assemblés sous forme de tore, et protégés par

une carcasse isolante des déformations dues au bobinage. La substance étudiée est un fer du type Armco, très soigneusement purifié, puis carburé à la concentration pondérale $c = 4{,}6.10^{-5} \pm 10\%$. Enfin, depuis sa préparation, la solution solide n'a séjourné que quelques heures à température ambiante. Nos mesures ont été effectuées à une température de — 21,3° C.



Avec le dispositif expérimental utilisé la bande passante des amplificateurs de l'oscillographe s'est avérée considérablement supérieure à nos besoins, et le déphasage introduit négligeable. La tension au secondaire

du tore a été intégrée par un ensemble résistance-capacité de constante de temps égale à 1,2 s pour une fréquence du fondamental de 28 Hz. Nous avons d'ailleurs vérifié que la forme du cycle ne dépendait pas de la fréquence de balayage; et si nous l'avons choisie aussi basse, c'est uniquement pour permettre une reproduction plus fidèle des harmoniques de l'induction, en évitant l'amortissement dû aux courants de Foucault.

Feldtkeller a signalé (1), en 1952, des résultats du même ordre obtenus sur un alliage fer-silicium, sans les rattacher à une théorie du traînage de diffusion.

Dans son Mémoire relatif à cette question (2), L. Néel montre qu'une paroi de Bloch à 90°, dont les déplacements alternatifs sont grands vis-à-vis de sa propre épaisseur, est sollicitée par le champ extérieur appliqué, diminué d'un champ fictif de traînage qui contient tous les harmoniques impairs du champ fondamental. Ce calcul effectué pour une paroi à 90°, peut être en réalité étendu à l'ensemble des parois de Bloch. Nous avons en effet montré expérimentalement (3) que la pression de traînage pour des inductions variant de 15 à une centaine de gauss était voisine d'une constante. Les résultats de L. Néel ne sont directement applicables que pour des champs d'excitation relativement intenses. Dans ces conditions le traînage reste un petit phénomène et la $n^{\text{ième}}$ approximation ne doit pas différer notablement de la première, pourvu que l'induction reste pratiquement toujours supérieure à une quinzaine de gauss. La théorie explique simultanément : d'une part, la variation d'amplitude des harmoniques, d'autre part, leur variation de phase par rapport au fondamental, et rend compte par conséquent des changements de forme constatés.

Pour conclure, nous rappellerons que les cycles d'hystérésis « étranglés » des alliages Fe-Ni du type Perminvar, et de certains ferrites de cobalt (4) refroidis lentement depuis le point de Curie, sont connus depuis longtemps. L. Néel a expliqué leurs propriétés particulières à partir de surstructures d'orientation (5). Du point de vue atomique il n'y a pas de différence fondamentale entre traînage de diffusion et surstructure d'orientation, l'un et l'autre résultant d'un couplage entre la position des atomes et la direction de l'aimantation spontanée; seuls varient l'ordre de grandeur des constantes de temps et les énergies mises en jeu.

Il est intéressant de constater que l'expérience confirme ce point de vue, suscité par la théorie.

(*) Séance du 4 février 1957.
(1) *Z. angew. Physik*, 4, 1952, p. 281-284.
(2) *J. Phys. Rad.*, 13, 1952, p. 249-264.
(3) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 346-349.
(4) *Siemens Z.*, 29, 1955, p. 434-440.
(5) *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 225-239.

OPTIQUE. — *Étude expérimentale du spectre de la transparence locale d'un film photographique uniformément impressionné.* Note (*) de M. **Michel Savelli**, présentée par M. Louis de Broglie.

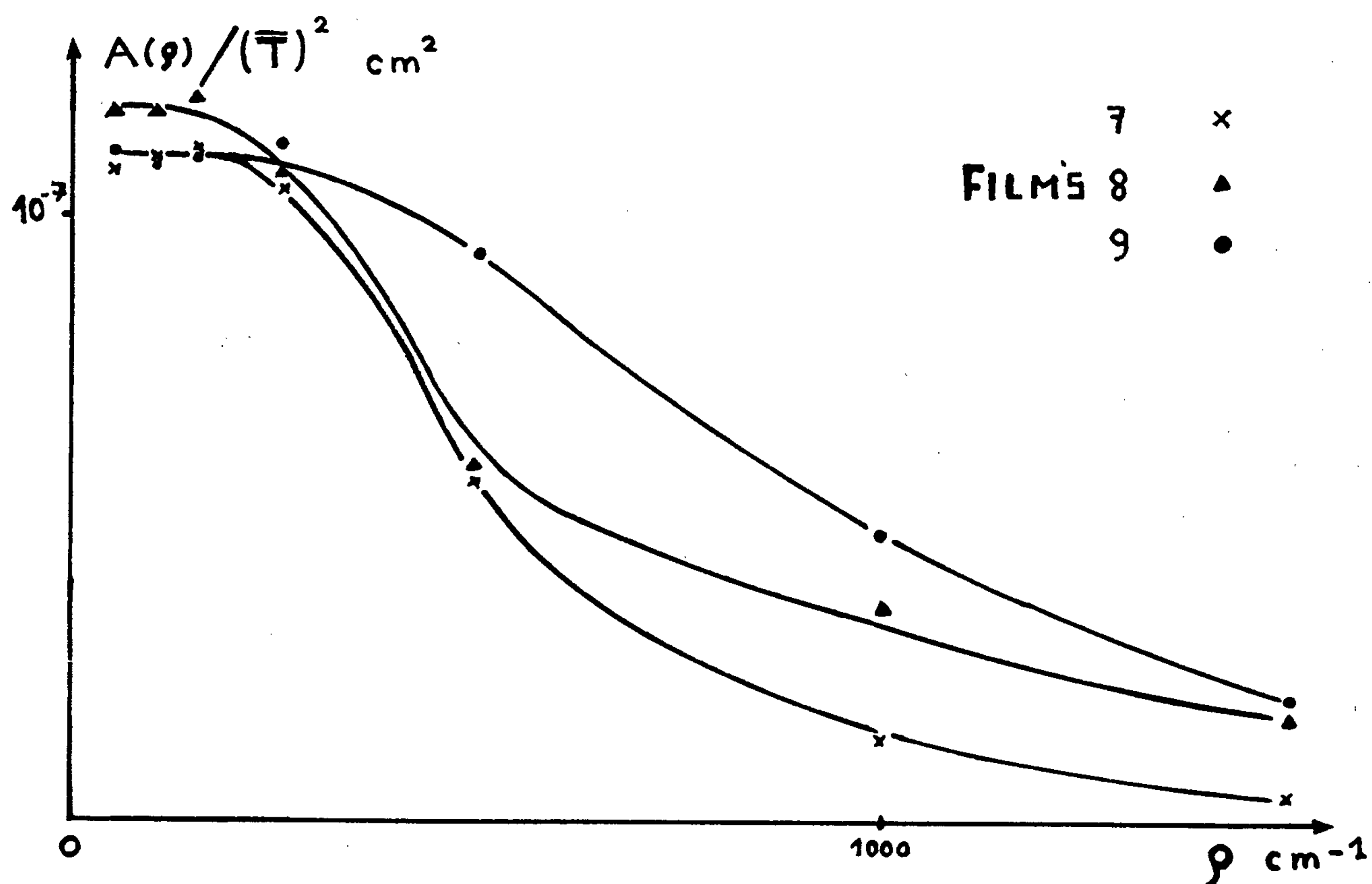
On donne les résultats de mesures sur la densité spectrale de la transparence locale de films photographiques uniformément impressionnés. Les expériences ont été conduites de façon à étendre le domaine de mesures vers les basses fréquences. La densité paraît pratiquement constante aux très basses fréquences étudiées puis elle décroît de façon monotone.

1. *Introduction.* — Soit un film photographique supposé uniformément impressionné macroscopiquement. A cause du grain, sa transparence T(M) varie d'un point M du film à un autre. Par rapport à toutes les distributions possibles des grains, c'est une *fonction aléatoire stationnaire et isotrope* de M. Nous désignerons par $\overline{T}$ sa valeur moyenne et par $A(\vec{\Omega})$ la densité spectrale de T(M) au point $\vec{\Omega}$ du plan des fréquences spatiales. (A ne dépend que de $\rho = |\vec{\Omega}|$.) En collaboration avec A. Blanc-Lapierre et avec moi, puis seul, B. Picinbono a donné les résultats de mesures relatives à $A(\rho)$ et étudié par le calcul un modèle statistique qui conduit, pour $A(\rho)$, à une forme assez voisine de celle que donne l'expérience dans la plus grande partie du domaine des valeurs de ρ prospectées ([1]), ([2]). P. Croce et M[me] M. Marquet ([3]) ont utilisé une méthode optique basée sur les propriétés de la diffraction pour déterminer $A(\rho)$. Enfin R. Clark Jones ([4]) a calculé, à partir de coefficients de granularité « Selwyn » mesurés par L. A. Jones et G. C. Higgins ([5]), et en faisant des approximations, les densités spectrales de certains films. P. Felgett ([6]) a proposé une méthode de détermination de la fonction de corrélation. H. Zweig ([7]) a étudié la fonction de corrélation et l'obtention du spectre à partir de cette dernière. Les mesures de Picinbono ne donnent $A(\rho)$ que pour $\rho \geqq 100\ \text{cm}^{-1}$, mais sa méthode manque de précision pour les basses fréquences. Dans les spectres obtenus dans ([2]), ([3]) $A(\rho)$ est une fonction toujours nettement décroissante de ρ. R. C. Jones donne des densités spectrales présentant un maximum en basses fréquences. Enfin le modèle théorique développé par Picinbono conduit à une fonction $A(\rho)$ toujours décroissante mais pratiquement constante aux très basses fréquences. Pour toutes ces raisons, il était utile de reprendre des mesures spectrales en cherchant à obtenir le plus de renseignements possible dans le domaine des basses fréquences.

2 *Réalisation des mesures.* — Le principe est identique à celui décrit en ([1]), sa mise en œuvre a fait l'objet de divers perfectionnements. Le film défile (vitesse V) devant une aire lumineuse de quelques microns de diamètre (image d'un trou-source à travers un objectif de microscope utilisé à l'envers). Le flux lumineux $\Phi(N)$ transmis lorsqu'un point origine O lié au film occupe la posi-

tion N dans le plan fixe sur lequel glisse le film, est reçu par un photomultiplicateur qui donne, à l'instant t, un courant $I(t)$ appliqué à un amplificateur $\mathcal{A}$ de grande sélectivité (fréquence d'accord fixe ν_0 correspondant à une fréquence spatiale $u=\nu_0/V$) puis détecté quadratiquement. On modifie u en agissant sur V. On obtient ainsi la densité $\overline{\Phi^2_{\nu_0}}$ du spectre de $I(t)$ pour $\nu=\nu_0$. Compte tenu de la répartition d'intensité dans la tache lumineuse, on en déduit $A(\rho)$ par des formules déjà données ([1]).

J'ai utilisé deux amplificateurs : $\mathcal{A}_1$ ($\nu_0 = 370$ c/s, bande à 3 dB, $\Delta\nu_0 = 10$ c/s), $\mathcal{A}_2$ ($\nu_0 = 760$ c/s, $\Delta\nu_0 = 10$ c/s). $\mathcal{A}_1$, $\mathcal{A}_2$ donnent $A(\rho)$ avec recoupement. La densité spectrale spatiale $\overline{\Phi^2_u} = V\overline{\Phi^2_{\nu_0}}$ correspondant à l'exploration du film sur une droite a été déterminée pour $35\ \text{cm}^{-1} < u < 2\,000\ \text{cm}^{-1}$, la densité $A(\rho)$ du spectre à deux dimensions, a été calculée sur $35\ \text{cm}^{-1} < \rho < 1\,500\ \text{cm}^{-1}$. Pour chaque amplificateur, un étalonnage préliminaire donne, pour la fréquence ν_0, le rapport $K = \bar{I}_{Th}/\bar{I}^2_{\sim}$ du courant moyen détecté correspondant à un courant de sortie du photomultiplicateur sinusoïdal, au carré moyen de ce dernier. K a été déterminé en remplaçant le photomultiplicateur par un générateur étalonné.



Pour $\mathcal{A}_2$, j'ai contrôlé la valeur de K en utilisant un flux lumineux modulé en signaux carrés de fréquence fondamentale ν_0. L'analyse de Fourier du signal correspondant permet de relier la valeur efficace du fondamental à la valeur moyenne de $I(t)$ mesurée directement. Pour chaque expérience, en plus des caractéristiques de l'appareillage $\Delta\nu_0$ et K et de la distribution d'intensité dans la tache lumineuse, on mesure V, $\bar{I}$, $\bar{I}_{Th}$ et $\bar{T}$. Le courant issu du thermocouple

est enregistré, ce qui permet de contrôler l'uniformité macroscopique de la transparence (ses variations à grande échelle ne dépassant pas $\pm 3\%$) et d'éliminer des mesures la perturbation due au collage du film nécessaire au déroulement continu.

3. *Résultats.* — Je donne, par exemple, les résultats obtenus avec trois films « Super XX » (n^os 7, 8, 9) révélés de façon identique et exposés durant des temps différents à un éclairement constant. (1 lux pendant 1/2, 1 et 2 s). Leurs transparences étaient égales à 0,097, à 0,051 et à 0,034. Les courbes 7, 8 et 9 de la figure donnent les densités spectrales $A(\rho)/(\overline{T})^2$. Dans le domaine étudié, $A(\rho)$ varie de façon monotone; pratiquement constant aux très basses fréquences, il décroît ensuite conformément aux spectres donnés en [2], [3]. De plus, les trois spectres sont assez semblables; si on admet que la distribution générale des centres des grains est poissonnienne, une explication possible de ce fait pourrait peut-être, consister à dire que le temps d'exposition agit plutôt sur la densité de répartition de ces centres que sur la forme et la dimension des grains eux-mêmes.

(*) Séance du 4 février 1957.

(1) A. Blanc-Lapierre B. Picinbono et M. Savelli, *Symposium on Astronomical Optics*, Manchester, Avril 1955 (North Holland Publishing C°, Amsterdam, 1956) et B. Picinbono et M. Savelli, *Optica Acta* **2**, 1955, p. 106-107.

(2) B. Picinbono, *Comptes rendus*, **246**, 1955, p. 2206 et B. Picinbono, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2296.

(3) *Optica Acta.*, **2**, 1955, p. 107-108.

(4) *J. Opt. Soc. Amer.*, **45**, 1955, p. 799-808.

(5) *J. Opt. Soc. Amer.*, **36**, 1946, p. 203-227.

(6) *J. Opt. Soc. Amer.*, **43**, 1953, 271-282.

(7) *J. Opt. Soc. Amer.*, **46**, 1956, p. 373.

SPECTROPHOTOMÉTRIE. — *Dosage de l'aluminium dans les extraits de sols par utilisation de l'interaction de l'aluminium sur le calcium dans la flamme.* Note de M. **Maurice Pinta** et M^lle **Huguette Aubert**, présentée par M. Raoul Combes.

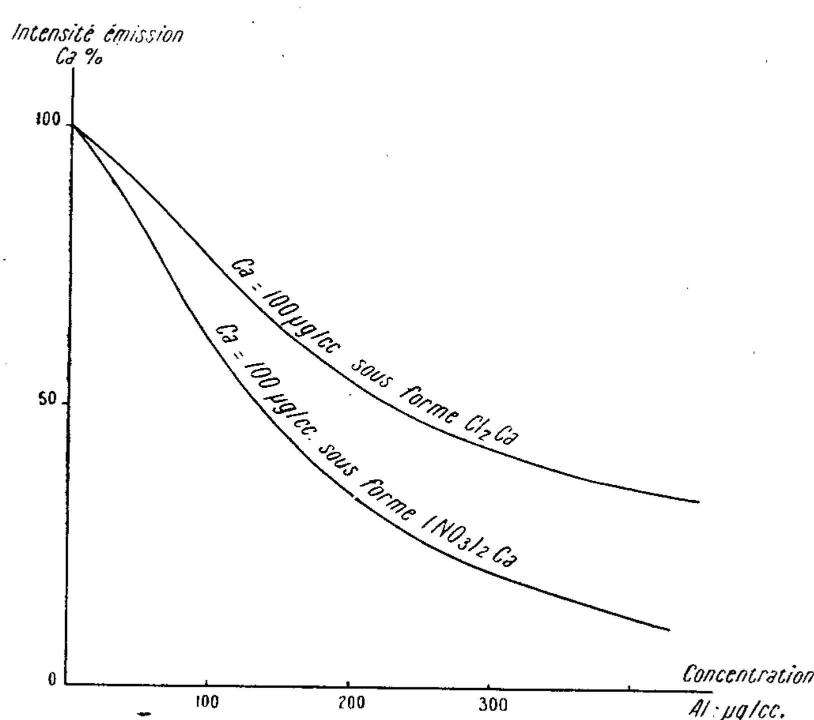
La réduction d'intensité des émissions du calcium par l'aluminium, dans les flammes, résulte d'un équilibre fonction de la concentration relative de ces deux éléments et du milieu constituant la source d'excitation. La mesure de cette interaction est utilisée au dosage de l'aluminium.

L'interaction spectrale de l'aluminium sur les émissions de flamme du calcium a été plusieurs fois étudiée [1], [2] : elle se traduit par une chute d'intensité des radiations de Ca et CaO en fonction des concentrations relatives de calcium et d'aluminium dans la source d'excitation.

Si cette interaction apparaissait particulièrement gênante dans le dosage

du calcium par spectrophotométrie de flamme, on devait en revanche songer à l'utiliser dans la détermination analytique de l'aluminium [3], [4].

Le principe du dosage est une mesure de la variation d'intensité relative d'une radiation du calcium dans la flamme air-acétylène, correspondant à une concentration connue de cet élément dans la solution alimentant la source. La loi d'interaction, déterminée expérimentalement, est traduite graphiquement figure 1, et l'on remarque qu'elle diffère suivant la nature de l'anion présent; elle est en effet plus sensible en milieu nitrique qu'en milieu chlorhydrique; le milieu étudié sera en conséquence un milieu nitrique.



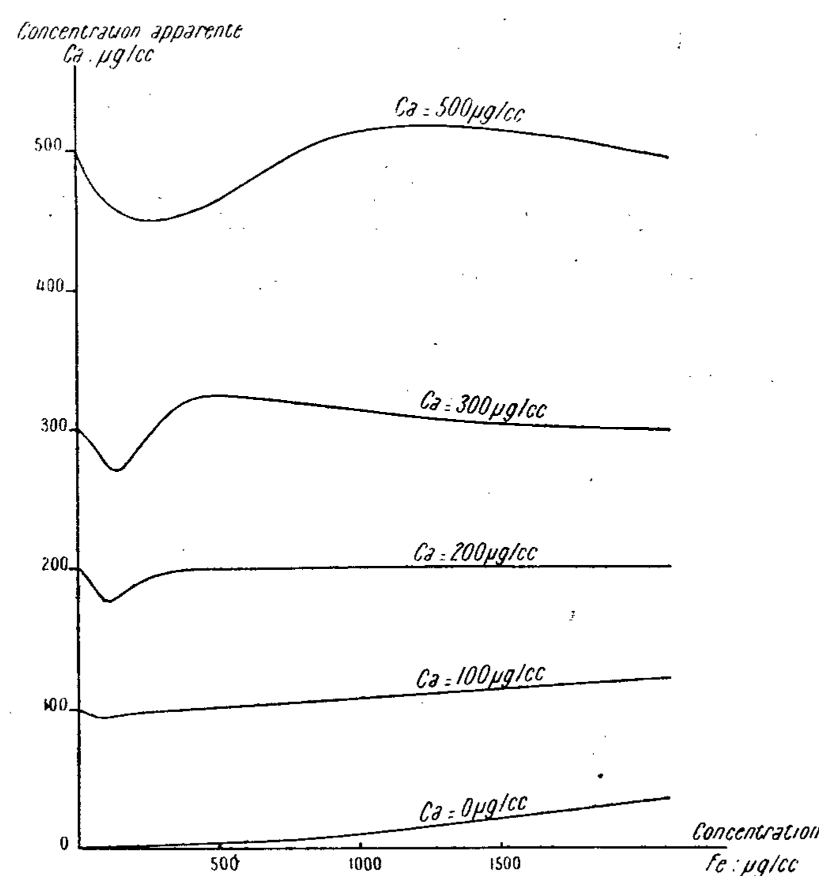


Fig. 1. — Interaction spectrale de l'aluminium sur le calcium.
Fig. 2. — Interaction spectrale du fer sur le calcium.

En fait, c'est généralement un milieu complexe que l'on introduit dans la flamme et les équilibres physicochimiques, entre les ions, les atomes et les sels, dans la source ne suivront pas une loi simple et générale : on est amené à procéder à des fractionnements préalables. Dans l'attaque nitrique d'un sol, les hydroxydes de fer, aluminium, titane et les phosphates sont classiquement précipités pour être séparés et redissous à l'acide nitrique : le dosage est effectué sur cette solution additionnée d'une quantité connue de calcium.

L'élément fer présent dans ce milieu provoque également une perturbation sur le calcium. Un examen expérimental sur la radiation de CaO à 6 220 Å laisse envisager une double interaction Fe-Ca : interaction dans la source d'excitation, aboutissant à une baisse d'intensité des émissions de calcium, et interaction de fond spectral d'où résulte une augmentation

apparente du calcium; cette seconde interaction est particulièrement sensible en photométrie à filtre. Les courbes de la figure 2 traduisent cette interaction à diverses concentrations de calcium : on constate pratiquement une compensation de ces deux interactions pour des concentrations convenables de Fe et Ca. Ceci amène à fixer le titre en Ca et Fe de la solution d'analyse : Ca = 200 μg/cm³ et Fe = 1000 μg/cm³. C'est dans ce milieu de base que l'on déterminera la chute d'intensité de la radiation de CaO à 6 220 Å en fonction d'une concentration inconnue d'aluminium. On a enfin à tenir compte du *titane* présent dans l'extrait des hydroxydes du sol : cet élément vient, en effet, modifier l'interaction Ca-Al; les graphiques de la figure 3 montrent l'évolution de la courbe d'interaction Ca-Al à diverses concentrations de titane (concentrations généralement trouvées dans les extraits de sols). Les faibles concentrations relatives de *phosphates* sont pratiquement sans influence sur les mesures de calcium, du moins dans les conditions expérimentales utilisées et précédemment décrites [4]; il n'est généralement pas nécessaire d'en tenir compte.

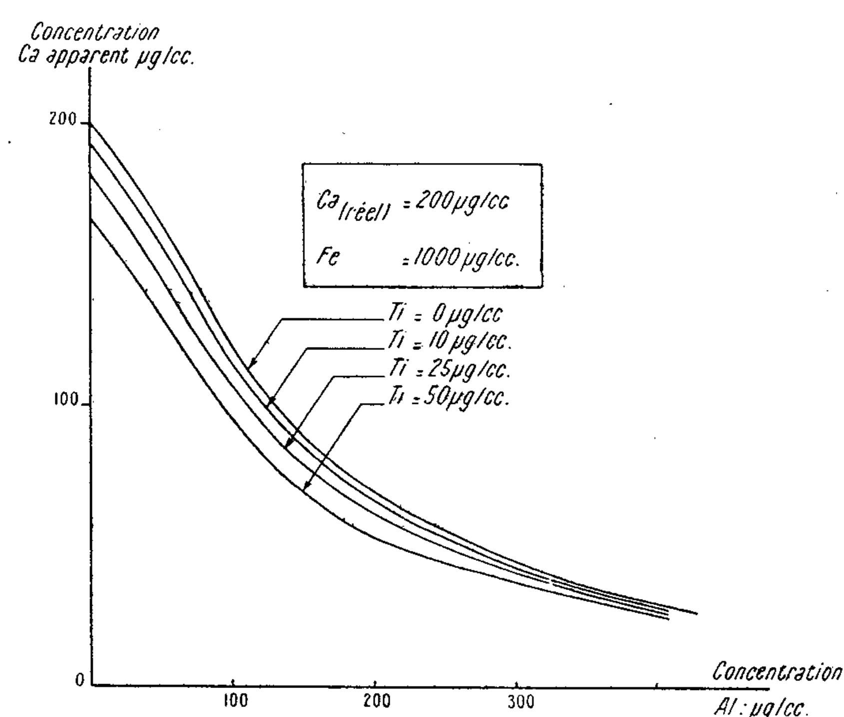


Fig. 3. — Action du titane sur l'interaction Al–Ca.

En résumé, le processus expérimental est le suivant : l'extrait des hydroxydes du sol est préalablement dosé en fer et titane; une fraction aliquote est diluée deux ou quatre fois avec addition de solutions titrées en calcium et fer pour obtenir finalement les concentrations suivantes : Ca = 200 μg/cm³ et Fe = 1000 μg/cm³; le dosage de l'aluminium est obtenu par photométrie de l'émission CaO à 6 220 Å, d'après l'étalonnage de la figure 3, en tenant compte, par interpolation, de la concentration en titane dans la solution photométrée.

Dans ces conditions l'élément aluminium est dosable à des concentrations comprises entre 25 et 250 μg/cm³ : au-delà de cette concentration une

dilution convenable s'impose pour conserver une précision satisfaisante : l'erreur de dosage est normalement entre $\pm 5\%$.

(1) R. L. Mitchell et I. M. Robertson, *J. Soc. Chem. Ind.*, 55, 1936, p. 269.
(2) P. Guérin de Montgareuil, *Contribution à l'étude des interactions chimiques dans les flammes* (*Thèse*, Paris, 1954).
(3) M. Servigne, *Chim. Anal.*, 36, n° 5, 1954, p. 115.
(4) M. Pinta, *Ann. Agro.*, 2, 1955, p. 189-202.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Étude des spectres Raman de monocristaux de sel de Seignette hydrogéné et du composé deutéré.* Note (*) de Mlle **Anne-Marie Laroche** et M. **Jean Chapelle**, présentée par M. Jean Cabannes.

Nous comparerons dans les tableaux ci-dessous, les résultats obtenus sur le composé deutéré $(CO_2—CHOD)_2NaK, 4D_2O$ et les résultats obtenus antérieurement (1) sur le composé hydrogéné $(CO_2—CHOH)_2NaK, 4H_2O$. Nous ne mentionnerons pas les spectres de basse fréquence (de 0 à 300 cm^{-1}) qui sont identiques pour les deux composés.

1. *Spectres de grandes fréquences :*

Tableau I.

Spectres de grande fréquence.

Composé hydrogéné (fréquences en cm^{-1}).	Composé deutéré (fréquences en cm^{-1}).	Rapport entre les fréquences homologues.
A = 3 270 ± 25	2 410 ± 30	1,36
B = 3 407 ± 9	2 515 ± 5	1,36
C = 3 476 ± 12 } D = 3 535 ± 10 }	2 580 ± 20	Voisin de 1,36 avec C et D
2 940	2 938	1
2 986	2 981	1

Il se superpose en outre, aux bandes A, B, C, D, une large bande continue allant de 3 200 à 3 600 cm^{-1} pour le composé hydrogéné, de 2 400 à 2 600 cm^{-1} pour le composé deutéré.

Lorsqu'on affecte les liaisons alcool OH ou OD d'un tenseur dérivé des polarisabilités dont le seul terme important correspond à une variation de polarisabilité dans la direction de la liaison, on est conduit à attribuer les fréquences A et B aux fonctions alcool. Ces fréquences se retrouvent dans un rapport voisin de $\sqrt{2}$ dans le composé deutéré.

Les deux bandes C et D qui, lorsque la température s'élève, fournissent une bande unique (2) ont pour homologue, à température ordinaire, la bande $2\,580 \pm 20$ cm^{-1}. Ces fréquences sont à attribuer aux molécules d'eau de cristallisation.

Les deux fréquences 2 940 et 2 986 cm^{-1}, qui se retrouvent sans pratiquement de modification dans le composé deutéré, sont attribuables aux liaisons C—H. Les caractères de polarisation de ces fréquences sont en excellent accord avec les valeurs qu'on déduit de l'orientation des liaisons C—H dans la maille cristalline, lorsqu'on fait la même hypothèse que précédemment sur leur tenseur dérivé des polarisabilités.

TABLEAU II.

Spectres de moyenne fréquence.

Solution du composé hydrogéné.	Composé hydrogéné (fréquences en cm^{-1}).	Composé deutéré (fréquences en cm^{-1}).	Rapport entre les fréquences homologues.
–........	477 f	461 f	1,032
–........	482 f	482 f	1
512.......	533 F	533 F	1
600.......	614 f	614 f	1
710.......	641 f	641 F	1
805.......	814 F	807 F	1,005
850.......	848 m	842 m	1,005
890.......	894 F	894 F	1
–........	–	947 F pas d'homologue	–
–........	991 FF pas d'homologue (947 cm^{-1} n'a pas les mêmes caractères de polarisation que 991 cm^{-1})	–	–
	–	1 042 F	–
1 067.......	1 073 F	1 077 F les caractères de polarisation sont différents de ceux du composé hydrogéné	–
1 120.......	–	–	–
1 230.......	–	–	–
–........	1 293 F	1 293 F	1
–........	–	1 314 FF n'a pas d'homologue	–
–........	1 348 F	1 348 F	1
–........	1 389 F	1 389 F	1
1 420.......	1 433 F	1 419 F	1,01
1 615.......	Bande ayant des maxima à 1 610 et 1 634 cm^{-1}	Bande ayant des maxima à 1 610 et 1 634 cm^{-1}	1

2. *Spectre de moyenne fréquence.* — On peut déduire du tableau II les résultats suivants : Les fréquences situées vers 1 600 cm^{-1} sont attribuables aux liaisons C=O.

Les fréquences 1 433 et 1 419 cm^{-1} peuvent correspondre à une oscillation

des groupements CHOH et CHOD autour d'un axe passant par le plan de la molécule.

Les fréquences 477 et 461 cm^{-1} peuvent être attribuées à une oscillation de déformation des liaisons C—(OH) et C—(OD).

Aucune fréquence du composé hydrogéné ne se retrouve sensiblement divisée par $\sqrt{2}$ dans le composé deutéré. Les vibrations de déformation de H_2O ne se manifestent donc pas.

Le fait le plus frappant qui résulte de la comparaison des deux spectres est l'absence de filiation entre les raies les plus intenses situées dans le domaine 900-1 314 cm^{-1}.

Il semble que ces fréquences ne puissent être attribuées à des oscillations fondamentales envisagées isolément.

(*) Séance du 4 février 1957.
(1) J. Chapelle, *Bull. Soc. Minér.*, 73, 1950.
(2) J. Chapelle, Delain et Champiez, *J. Chim. Phys.*, 50, 1953, p. 96.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Spectres de l'exciton, en absorption et en émission, dans* γ-AgI *aux très basses températures*. Note (*) de MM. **Guy Perny** et **Serge Nikitine**, présentée par M. Jean Cabannes.

Les spectres d'absorption et d'émission de γ-AgI ont été étudiés à 77, 20 et 4°K (1). Des spectres de raies attribués à l'exciton ont été mis en évidence en absorption et en émission. Ces raies forment des séries que l'on peut représenter par des formules hydrogénoïdes. La comparaison du spectre d'absorption et d'émission peut donner des indications sur la polarisation du réseau par l'exciton.

Des couches très minces d'iodure d'argent ont été préparées par évaporation d'argent dans une atmosphère d'iode à la température ordinaire. La substance condensée est recueillie sur des lames de verre dont la température est comprise entre 24 et 29° C. La diffraction électronique montre que ces couches sont constituées d'iodure d'argent hexagonal (2). Ces couches, soumises à des traitements thermiques appropriés, se transforment en β et α-AgI de symétries cubiques. Les spectres d'absorption et d'émission de ces deux variétés sont différents de ceux que nous allons décrire. Ces résultats feront l'objet d'une publication ultérieure.

Le spectre d'absorption de γ-AgI est constitué à 77° K, de deux bandes étroites et d'une bande continue, séparées par des minima quasi nuls pour les épaisseurs utilisées ($\sim 0,1\ \mu$).

La bande de plus grandes longueurs d'onde débute par un doublet $\lambda_1 = 4\,268 \pm 1$ Å, $\lambda_2 = 4\,260 \pm 1$ Å; son coefficient d'absorption augmente progressivement pour atteindre son maximum à $\lambda_3 = 4\,209 \pm 1$ Å. La seconde bande présente un maximum pour $\lambda_4 = 4\,153 \pm 1$ Å. La troisième bande continue débute vers 4 050 Å et s'étend vers l'ultraviolet.

La bande λ_3 a déjà été observée par Fesefeldt à 20° C et — 160° C ([3]). Différents auteurs l'attribuent à de l'argent colloïdal. Dans l'état actuel de nos travaux, nous ne pouvons pas conclure d'une manière définitive.

A 4° K, les longueurs d'onde du doublet et des maxima de la première bande sont les suivantes (*fig.* 1) :

$$\lambda_1 = 4\,270 \pm 1\,\text{Å}, \qquad \lambda_2 = 4\,262 \pm 1\,\text{Å}, \qquad \lambda_3 = 4\,212 \pm 1\,\text{Å}.$$

La bande λ_4 est décomposée en une série convergente de raies fines de longueurs d'onde : 4 187 ± 0,5 Å, 4 172 ± 0,5 Å, 4 162 Å, 4154 Å, 4 151 ± 0,5 Å.

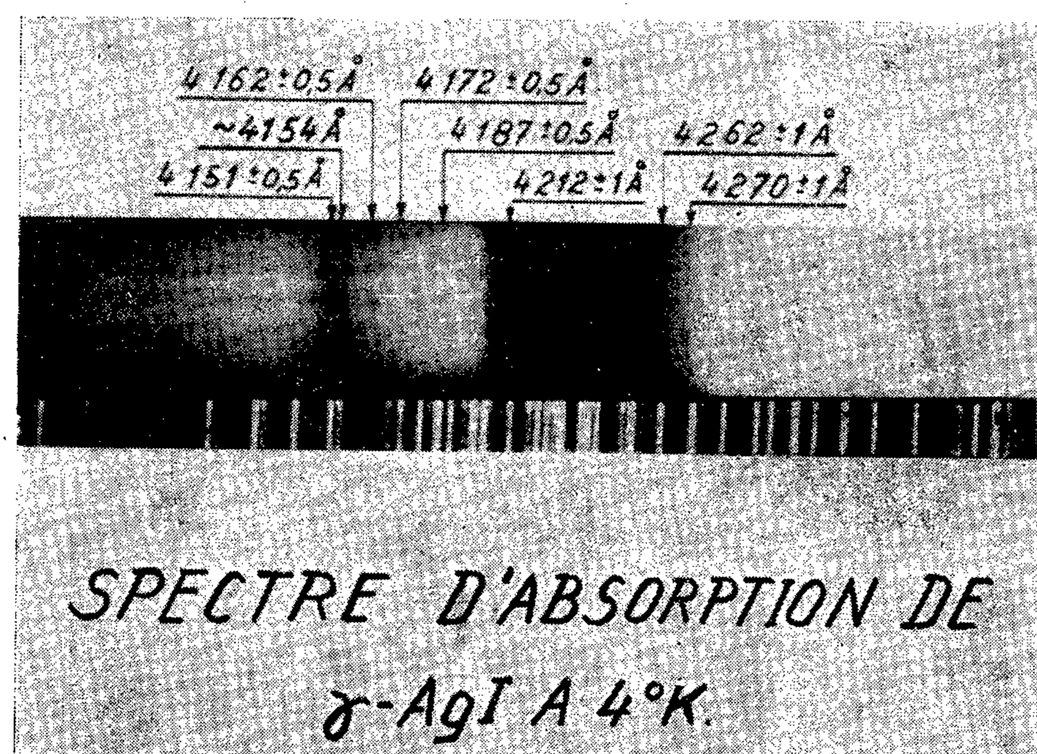


Fig. 1.

Il est possible de grouper les nombres d'onde de quatre de ces raies dans la formule hydrogénoïde suivante (à 10 cm⁻¹ près).

$$\nu_k = 24\,090 - \frac{1790}{k^2} \qquad (k = 3, 4, 5, \ldots, \infty).$$

Pour établir cette formule, nous avons attribué les nombres quantiques $k = 3$ à la raie $\lambda = 4187$ Å et $k = \infty$ à la raie $\lambda = 4151$ Å. La longueur d'onde $\lambda = 4154$ Å n'est pas bien définie, car elle correspond à l'accumulation de raies à nombres quantiques élevés. D'après cette formule, la raie $k = 2$ se placerait à l'intérieur de la première bande d'absorption; elle n'a pu être observée pour cette raison. Cette série est attribuée a l'exciton.

Les longueurs d'onde des raies mesurées à 20° K et 4° K ne présentent pas de différences observables.

Le spectre d'émission de γ — AgI (*fig.* 2) ([4]) est constitué à 20 et 4° K, d'un ensemble de six raies et bandes qui convergent dans le sens des longueurs d'onde décroissantes. Ces bandes occupent les positions suivantes 4 500 ± 20 Å, 4 335 ± 5 Å, 4 285 ± 2 Å, 4 250 ± 2 Å, 4 236 ± 1 Å. 4 219 ± 1 Å. Toutes ces

bandes, sauf celle de longueur d'onde $\lambda = 4\,335 \pm 5$ Å, peuvent être groupées dans la formule hydrogénoïde suivante

$$\nu_k = 23\,702 - \frac{1480}{k^2} \qquad (k = 1, 2, 3, 4, \ldots, \infty).$$

Les écarts sont de l'ordre de 10 cm⁻¹. Nous attribuons ce spectre à l'exciton. Remarquons que les transitions $k=1$, que l'on n'a jamais observées en absorption, semblent être permises en émission. Les raies et bandes d'émission sont moins nombreuses à 77° K. Celles qui correspondent à des nombres quantiques élevés sont surtout observées à 20 et 4° K.

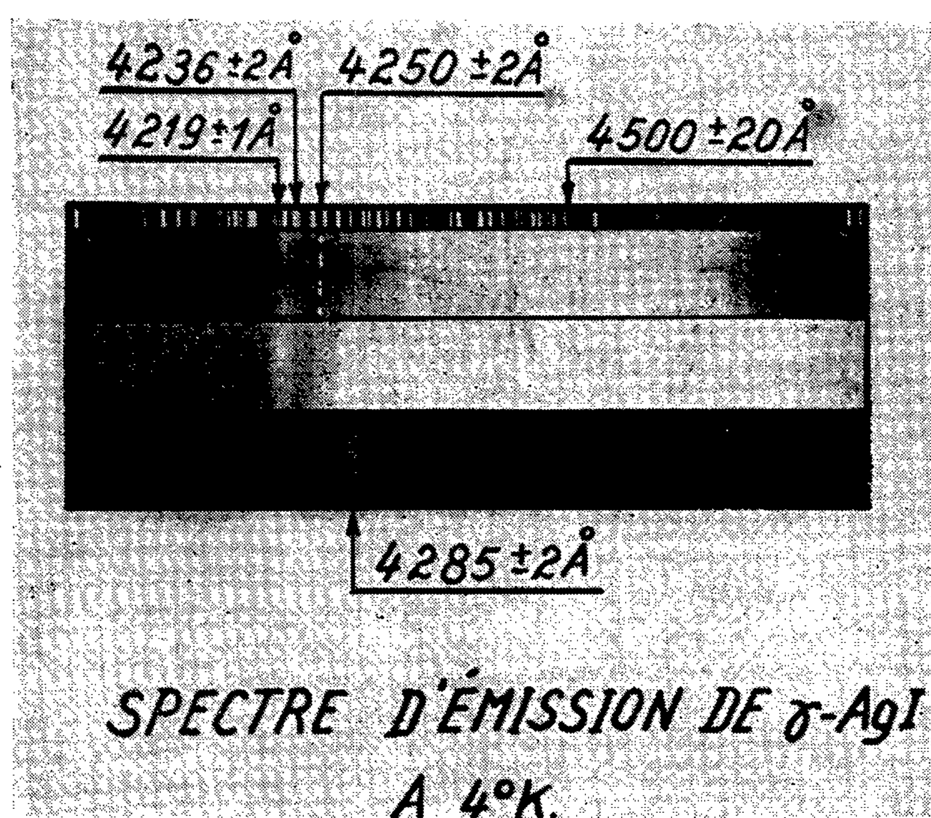


Fig. 2.

D'une manière générale, les intensités des bandes augmentent considérablement lorsque la température est abaissée de 77 à 4° K. A des températures supérieures à 77° K, on n'observe que peu de luminescence. Dans la série hydrogénoïde d'émission, les intensités de toutes les bandes diminuent avec leur longueur d'onde, sauf la dernière qui correspond à la limite de la série et, par conséquent, à une accumulation de raies dont les intensités s'ajoutent.

On sait que, lors de l'absorption dans le spectre de raies, des excitons libres sont créés dans le cristal. Ces excitons ne polarisent pas le cristal au moment de leur création qui se fait en un temps trop court pour que la polarisation puisse s'établir. Mais celle-ci peut intervenir aussitôt après. Les niveaux d'exciton ayant polarisé le cristal sont alors déplacés vers les énergies plus basses. Il paraît plausible d'attribuer les spectres d'émission décrits ci-dessus à des transitions provenant de tels niveaux d'excitons polarisés.

Le déplacement de la limite de série d'émission par rapport à la limite de série d'absorption donne une indication sur la polarisation du réseau. Ce

déplacement est de l'ordre de 388 cm^{-1}. Nous reviendrons ultérieurement sur son interprétation.

(*) Séance du 4 février 1957.
(1) Mesures effectuées au Laboratoire des Basses Températures à Bellevue.
(2) Étude faite par M. Pierre Michel, Laboratoire de Minéralogie, Strasbourg.
(3) FESEFELDT, *Z. Phys.*, 67, 1931, p. 37.
(4) La figure représente trois temps de pose différents.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur le calcul des sections efficaces des réactions photonucléaires induites par le rayonnement de freinage.* Note (*) de M. **GEORGES BOULÈGUE**, présentée par M. Louis de Broglie.

Le spectre de freinage pouvant se mettre, très sensiblement sous la forme $P(E)\varphi(k)(E-k)^{\alpha}$, la section efficace sera la dérivée d'une fonction $u(k)$ qui se déduit de la courbe d'activation.

Le rayonnement X de freinage, provenant d'électrons d'énergie cinétique E, provoque un effet photonucléaire global et l'expérience peut seulement donner, avec une certaine marge d'imprécision, une courbe d'activation : $g(E)$. On peut, en général, assez bien définir dg/dE, mais d^2g/dE^2 reste très incertain. Le problème consiste à trouver la section efficace σ, en fonction de l'énergie, k, des photons.

Des considérations théoriques (1) confirmées par diverses vérifications expérimentales et par la cohérence des résultats, donnent la répartition des photons dans le spectre de freinage (compte tenu d'absorptions éventuelles), sous la forme $N(E, k)$, fonction à deux variables dont on établit une table, au préalable.

On a

$$g(E)=\int_{E_0}^{E} N(E, k)\,\sigma(k)\,dk,$$

E_0 étant le seuil de la réaction $[g(E)=0 \text{ pour } E<E_0]$.

Il faut résoudre cette équation intégrale, sachant que pour $k<E_0 : \sigma(k)=0$.

Il serait commode, pour cela, de donner à $N(E, k)$ une forme analytique simple, suffisamment approchée. Une première estimation (2), assez grossière, permet d'écrire :

$$N(E, k)\simeq n(E)\,\tau(k) \qquad (\text{pour } E_0<k<E).$$

D'où

$$\frac{g(E)}{n(E)}=\int_{E_0}^{E}\tau(k)\,\sigma(k)\,dk \qquad \text{et} \qquad \tau(k)\,\sigma(k)=\frac{d}{dE}\left(\frac{g(E)}{n(E)}\right)_{E=k}.$$

Le calcul de $\sigma(k)$ se ramène à une dérivation de fonction expérimentale, ce qui implique une imprécision assez grande : il semble, cependant que cette

circonstance tienne à la nature même du problème et ne puisse être éludée quelle que soit la méthode employée. Une approximation bien meilleure de la fonction $N(E, k)$ est utilisée par R. Basile ([3]) :

$$N(E, k) \simeq P(E)\,\varphi(k)\sqrt{E-k}$$

ou, plus généralement :

$$N(E, k) \simeq P(E)\,\varphi(k)\,(E-k)^{\alpha}\left(\alpha \simeq \frac{1}{2}\right).$$

Nous avons contrôlé la valeur de cette hypothèse, relativement à la fonction $N(E, k)$ que nous avions tabulée, pour l'emploi d'un bétatron de 31 MeV, jusqu'à la valeur $E = 32$.

L'accord est tout à fait remarquable, dans la zone où les réactions photonucléaires ont une section efficace appréciable, à condition de prendre $\alpha = 0,45$.

En fait, la théorie sur laquelle est basée le calcul de N, n'étant pas d'une certitude absolue, on peut considérer la présente approximation comme à peu près aussi valable.

Les fonctions $P(E)$ et $\varphi(k)$ ont été calculées de 5 à 32 MeV; elles ont une allure très régulière.

Posons

$$h(E) = \frac{g(E)}{P(E)}; \qquad \mu(k) = \varphi(k)\,\sigma(k).$$

On a à rechercher la fonction $\mu(k)$, telle que

$$h(E) = \int_{E_0}^{E} \mu(k)\,(E-k)^{\alpha}\,dk.$$

En dérivant par rapport à E, comme l'a fait R. Basile ([3]) :

$$h'(E) = \alpha \int_{E_0}^{E} \frac{\mu(k)}{(E-k)^{1-\alpha}}\,dk.$$

Conformément aux considérations développées ci-dessus, nous cherchons à donner à $\mu(k)$ la forme d'une dérivée. La théorie des fonctionnelles d'Abel permet effectivement d'écrire ([4])

$$\mu(k) = \frac{\sin\alpha\pi}{\alpha\pi}\,\frac{d}{dk}\left[\int_{E_0}^{k} \frac{h'(t)\,dt}{(k-t)^{\alpha}}\right] = \frac{\sin\alpha\pi}{\alpha\pi}\,\frac{du(k)}{dk}.$$

Nous sommes ainsi amenés à calculer d'abord :

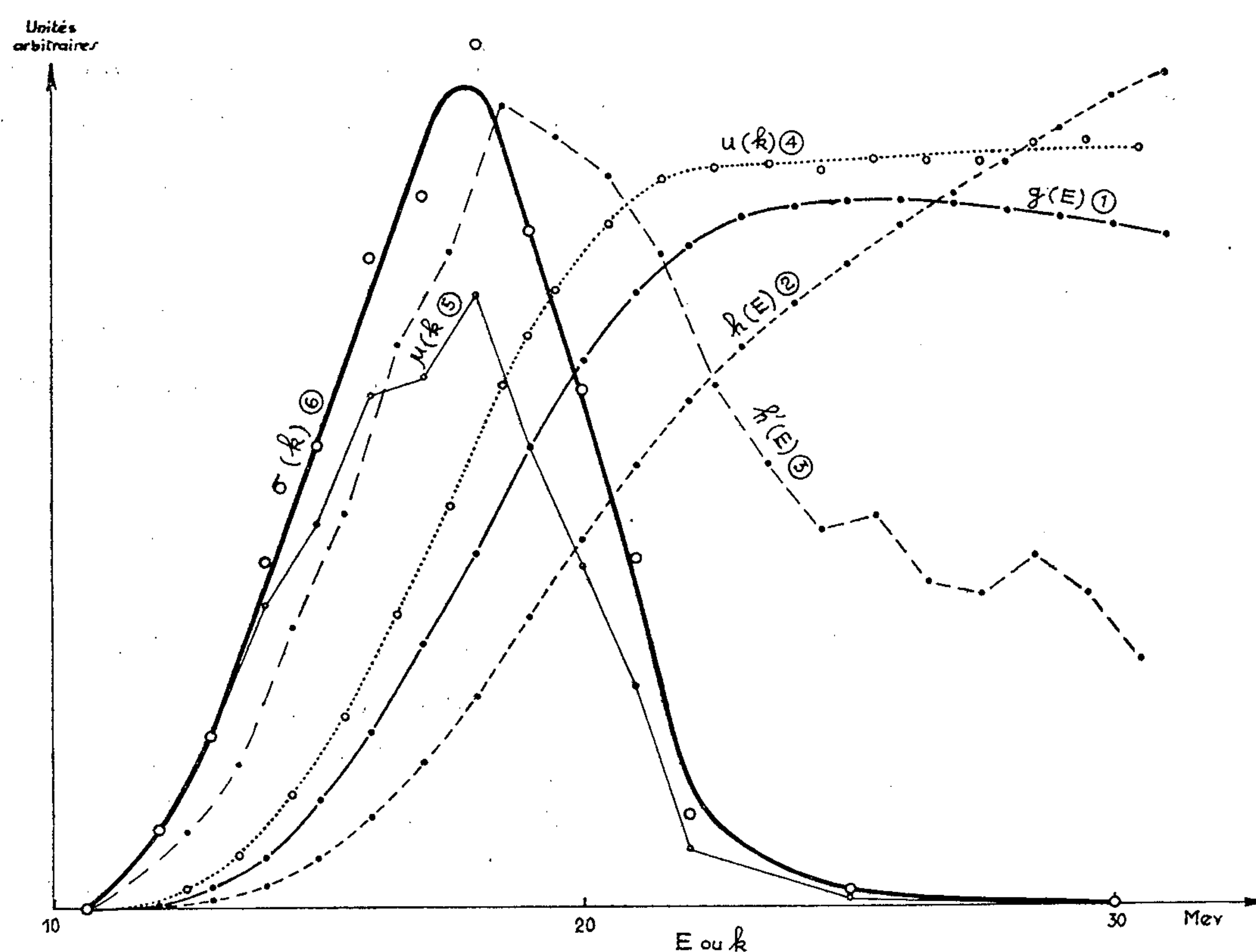
$$u(k) = \int_{E_0}^{k} \frac{h'(t)\,dt}{(k-t)^{\alpha}}.$$

Cette fonction fait intervenir la dérivée h', mais du fait de l'intégration, elle n'est pas très sensible aux imprécisions sur cette dérivée, si, du moins, celle-ci ne présente pas de très grandes variations dans un petit intervalle : dans le cas

qui nous occupe, on peut généralement admettre qu'il en est bien ainsi. On remarque cependant que pour $t = k$, la fonction intégrée est infinie mais en posant $s = (k - t)^{1-\alpha}$, on obtient :

$$u(k) = \frac{1}{(1-\alpha)} \int_0^{(k-E_0)^{1-\alpha}} h'\left(k - s^{\frac{1}{1-\alpha}}\right) ds.$$

Cette intégrale peut être calculée par la méthode des trapèzes, sauf au voisinage de $s = 0$ où une approximation parabolique s'impose. Nous avons appliqué cette méthode à une courbe d'activation du ^{63}Cu dont la précision est de l'ordre de 0,5 % (fluctuations statistiques).



Les résultats sont satisfaisants (*fig.* 1), mais le processus final de dérivation sur $\sigma(k)$ a une imprécision inévitable de l'ordre 5 à 10 %.

Remarquons que $u(k)$ tend vers une limite constante lorsque $\sigma(k)$ tend vers zéro : c'est là un utile contrôle de la correction de la mesure, de même que les oscillations autour de la constante donnent une idée de la précision.

La méthode de R. Basile (³) revient à poser directement (pour $\alpha = 1/2$) :

$$\mu(k) = \frac{2}{\pi} \int_{E_0}^{k} \frac{\frac{d^2 h}{dt^2}}{(k-t)^{\frac{1}{2}}} dt$$

puis à intégrer séparément entre E_0 et $k - \Delta k$ et entre $k - \Delta k$ et k.

Un choix judicieux de Δk permet d'introduire essentiellement, dans les calculs, les valeurs de la fonction et de minimiser, relativement, l'importance

de ses dérivées. Il peut sembler qu'il doive en résulter une bien meilleure estimation de μ. En fait, l'application à des exemples simples montre que les termes de h' restent de l'ordre de grandeur du résultat. Le calcul préalable de $u(k)$ nous paraît donc plus simple et plus sûr.

(*) Séance du 4 février 1957.

(1) L. I. SCHIFF, *Phys. Rev.*, 70, 1946, p. 87 et 83, 1951, p. 252.

(2) Par exemple : G. C. BALDWIN et G. S. KLAIBER, *Phys. Rev.*, 73, 1948, p. 1159.

(3) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1759.

(4) Ce point nous a été signalé par MM. Ceschino et Loutfoullah.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *L'interaction de la désintégration β dans le cas où elle ne conserverait pas la parité.* Note (*) de M. **ROGER NATAF**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Pour expliquer l'identité des masses et des périodes des mésons θ^+ et τ^+ dont les produits de désintégration semblent de parités différentes, T. D. Lee et C. N. Yang (1) ont proposé d'admettre que les interactions *faibles* ne conservent pas la parité. Nous examinons comment une telle interaction modifie les conditions de Fierz et de Mahmoud-Konopinski (2).

On peut définir deux sortes de parités :

1. La parité « orbitale » ϖ relative au mouvement d'un système de particules par rapport à un point O. L'hamiltonien de Schrödinger étant invariant par une symétrie de centre O, ses fonctions propres sont ou conservées ou changées de signe par cette opération Σ, effectuée sur toutes les particules : $\varpi = \pm 1$.

2. La parité « intrinsèque » δ. Si, par exemple, la fonction d'onde a plusieurs composantes et se comporte comme un vecteur polaire $\vec{A}(\vec{x})$, il faut, pour effectuer Σ, changer $\vec{x}$ en $-\vec{x}$, opération de 1, mais aussi $\vec{A}$ en $-\vec{A}$: $\delta = -1$ ici.

Cette deuxième modification s'obtient aussi en changeant les sens des axes, *quelle que soit leur origine.*

En Mécanique quantique, les fonctions d'onde, ou même les champs quantifiés n'ayant pas une signification physique immédiate, on peut douter que la deuxième notion garde un sens précis. Ainsi, avec les fermions, toujours créés ou annihilés par paires, on ne peut préciser δ pour chaque champ spinoriel associé (3) (ici $\delta = \pm 1$ ou $\pm i$, une rotation de 2π changeant ψ en $-\psi$). Toutefois, quel que soit δ pour ψ, on démontre que $\gamma_5\psi$ a la parité opposée $-\delta$ ($\gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4 = -i\alpha_1\alpha_2\alpha_3$ de Dirac).

D'autre part, pour les particules de masse au repos nulle (vitesse c) on ne peut plus séparer 1 et 2 pour l'ensemble des composantes.

L'hamiltonien d'interaction le plus général pris en désintégration β est

(1) $$H = \sum_X G_X J_X \equiv \sum_X G_X[(\Psi^* \Omega_{X\mu} \Phi)(\psi^* \Omega_{X\mu} \varphi_-) + (\Phi^* \Omega_{X\mu} \Psi)(\varphi^* \Omega_{X\mu} \psi_-)]$$

où les $J_X (X = S, V, T, A, P$ ou $1, 2, 3, 4, 5)$ sont les cinq invariants fondamentaux formés avec les cinq couples de covariants $\Psi^* \Omega_{X\mu} \Phi$, $\psi^* \Omega_{X\mu} \varphi$. H est bien un invariant si

(2) $$\delta_n \delta_\nu \delta_p^* \delta_{e-}^* = 1.$$

A chaque J_X correspond alors un pseudo-invariant J'_X obtenu en remplaçant un des spineurs, φ par exemple, par $\gamma_5 \varphi : \Sigma G'_X J'_X$ étant alors le pseudo-invariant le plus général ne diffère pas de $\Sigma \underline{G'_X} \underline{J'_X}$ où les $\underline{J'_X}$ sont obtenus en multipliant par γ_5 un autre spineur de J_X (pour $\gamma_5 \psi$, ceci résulte de l'hermiticité de γ_5 : $\underline{J'_X} = \pm J'_X$, + avec V, A et — avec S, T, P).

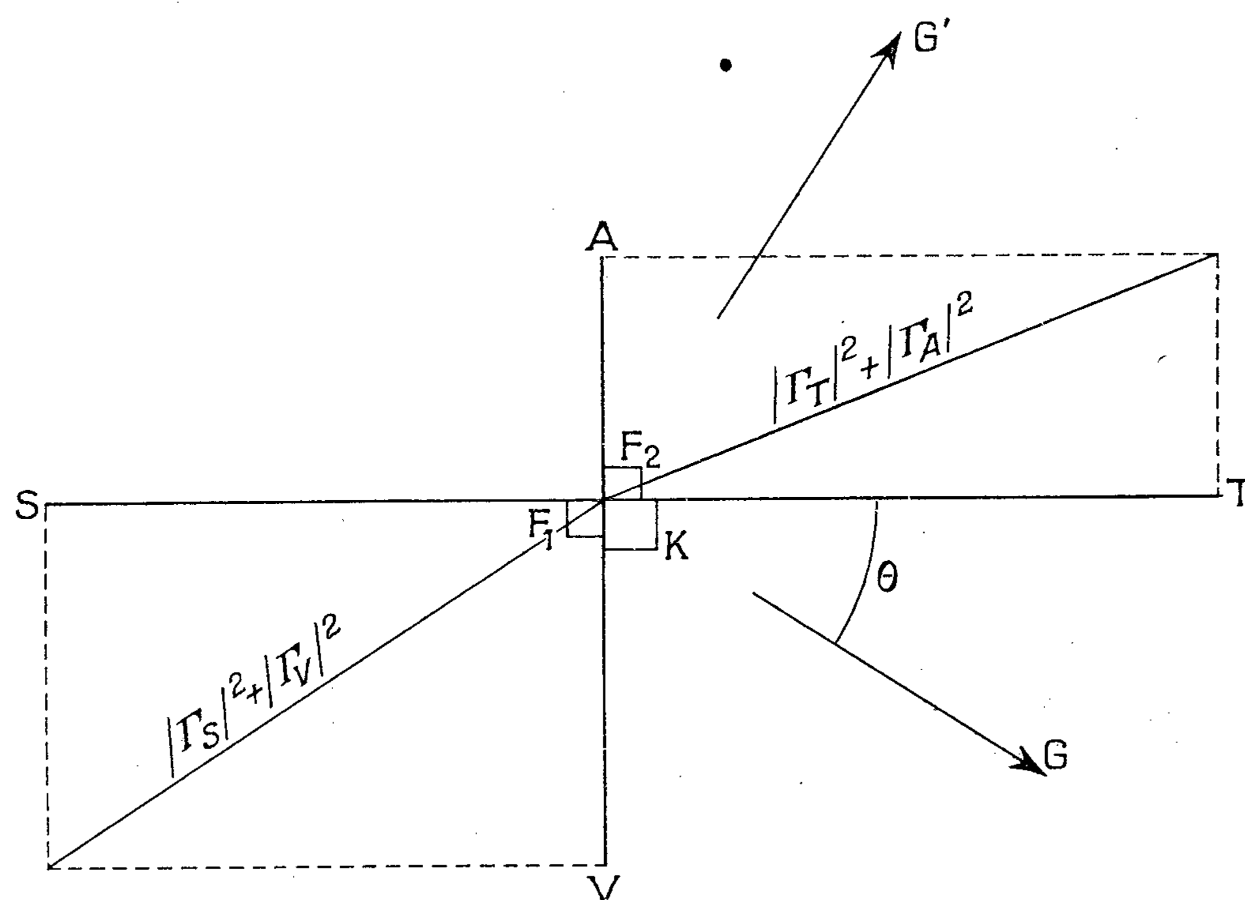
S'il n'y a pas conservation de la parité, on doit prendre

(3) $$H = \sum_X G_X J_X + G'_X J'_X.$$

Sans que l'on puisse dire si les J_X, ou les J'_X sont en fait invariants,

(2)' $$\delta_n \delta_\nu \delta_p^* \delta_{e-}^* = -1$$

pouvant être vérifiée au lieu de (2), par renversement des axes $H \rightarrow \delta \Sigma G_X J_X - G'_X J'_X$, de sorte que H n'a pas la même expression dans un système d'axes gauches et dans un système droit.



En postulant l'*invariance par renversement du temps* de H de (1), Biedenharn et Rose ([4]) ont montré que tous les G_X sont réels. *Nous admettrons que ce principe reste valable,* et il en résulte encore que tous les G_X, G'_X sont réels.

Les fonctions d'onde du neutrino en coordonnées sphériques sont caractérisées par les nombres quantiques $\varkappa = \pm(j + 1/2)$, m, et l'énergie W_ν. Les fonctions radiales étant des fonctions de Bessel d'indice demi-entier ([5]), on trouve que

$$\gamma_5 \varphi(\varkappa, m, W_\nu) = \mp i\varphi(-\varkappa, m, W_\nu) \quad (-\text{pour } \varkappa > 0, + \text{pour } \varkappa < 0). \tag{4}$$

A tout terme de (1) en $G_X \psi^* \Omega_{X\mu} \varphi_-$ par exemple (émission β^-) s'ajoute dans (3) le terme : $\varepsilon i G'_X \psi^* \Omega_{X\mu} \varphi_- \equiv G'_X(\psi^* \Omega_{X\mu} \gamma_5 \varphi')$, où $\varepsilon = (\varkappa_2/|\varkappa_2|)$, $\varkappa_2$ correspondant avec notre convention au ν absorbé d'énergie négative $W_\nu = -q$, et φ' à $-\varkappa_2$ d'après (4).

Avec ces nouveaux termes, on a la forme des spectres « permis » $\Delta J = 0$ ou 1, *non* (pas de changement de parité « orbitale » pour le noyau) :

$$P_\mp(W) = \frac{1}{2\pi^3} L_0 F(Z, W) W p q^2 \Big\{ (G_S^2 + G_S'^2 + G_V^2 + G_V'^2) \left| \int 1 \right|^2 + (G_T^2 + G_T'^2 + G_A^2 + G_A'^2) \left| \int \vec{\sigma} \right|^2 \pm 2 P_0 L_0^{-1} \Big[(G_S G_V + G'_S G'_V) \left| \int 1 \right|^2 + (G_T G_A + G'_T G'_A) \left| \int \vec{\sigma} \right|^2 \Big] \Big\}, \tag{5}$$

où l'on a pris les éléments de matrice nucléaires $\int \beta \approx -\int 1$, $\int \beta \vec{\sigma} \approx -\int \vec{\sigma}$.

Le signe supérieur est relatif à β^-, le signe inférieur à β^+ ([6]) $P_0 L_0^{-1} \approx \gamma_0 W^{-1}$ et l'on obtient les conditions de Fierz usuelles en excluant un tel terme contraire aux formes expérimentales. Ici, elles sont remplacées par :

$$\vec{\Gamma}_S \vec{\Gamma}_V = 0 \quad (F_1) \qquad \text{et} \qquad \vec{\Gamma}_T \vec{\Gamma}_A = 0 \quad (F_2)$$

en posant $\vec{\Gamma} = (G, G')$. Alors, l'analyse des ft des noyaux miroirs ([7]), ([8]) conduit, avec (5), à $|\Gamma_S|^2 + |\Gamma_V|^2 \approx |\Gamma_T|^2 + |\Gamma_A|^2$.

Enfin, l'exclusion des termes en W^{-1} de la forme théorique des spectres $\Delta J = 1$, *oui* conduit de même à la condition de Mahmoud-Konopinski modifiée ([2]) $\vec{\Gamma}_V \vec{\Gamma}_T = 0$ (K). D'où le diagramme ci-dessus.

(*) Séance du 4 février 1957.

(1) *Phys. Rev.*, **104**, 1956, p. 254.

(2) H. M. Mahmoud et E. J. Konopinski, *Phys. Rev.*, **88**, 1952, p. 1266.

(3) Wick, Wightman et E. P. Wigner, *Phys. Rev.*, **88**, 1952, p. 101.

(4) Biedenharn et M. E. Rose, *Phys. Rev.*, **89**, 1953, p. 459.

(5) Ceci à cause de la masse au repos nulle du neutrino; $\gamma_5 \varphi$ vérifie alors, aussi bien que φ, l'équation de Dirac.

(6) Les notations L_0, P_0 etc. sont celles de Rose et ont été définies dans R. Nataf, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 341; *Journ. Phys.*, **17**, 1956, p. 480.

(7) R. Bouchez et R. Nataf, *Comptes rendus*, **234**, 1952, p. 86.

(8) O. Kofoed-Hansen et A. Winther, *Phys. Rev.*, **86**, 1952, p. 428 (L).

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE. — *Détecteur de phase fonctionnant sans modulation basse fréquence, pour l'observation de la résonance magnétique nucléaire aux très basses fréquences.* Note (*) de MM. **Jean-Michel Rocard**, **Georges J. Béné** et **Richard C. Extermann**, présentée par M. Jean Cabannes.

La haute sensibilité souvent requise en résonance magnétique, la nécessité d'enregistrer d'une manière continue la réponse du système de noyaux à l'effet du double champ excitateur, l'étude des formes des courbes de résonance rendent en général utile dans tout spectromètre de résonance magnétique l'emploi d'un dispositif appelé « lock-in » répondant plus ou moins aux exigences indiquées ci-dessus.

Les « lock-in » classiques, du type « détecteur de phase » requièrent généralement le balayage à basse fréquence du champ magnétique directeur H_0 (1). Outre l'amplification produite, le signal détecté a une forme complexe dépendant de la fréquence de la modulation basse fréquence et des temps de relaxation nucléaire des noyaux étudiés (2).

Cet effet des « fréquences latérales » est souvent très gênant et empêche parfois l'observation de la vraie forme des raies de résonance. Si les temps de relaxation sont assez courts, l' « enchevêtrement » des bandes latérales fait qu'on observe pratiquement la dérivée du signal. C'est pourquoi, aux fréquences élevées, certains auteurs ont éliminé cette modulation à basse fréquence du champ H_0 ce qui rend nécessaire l'hétérodynage sur la fréquence de Larmor (ou sur une fréquence intermédiaire si la fréquence de Larmor est trop élevée).

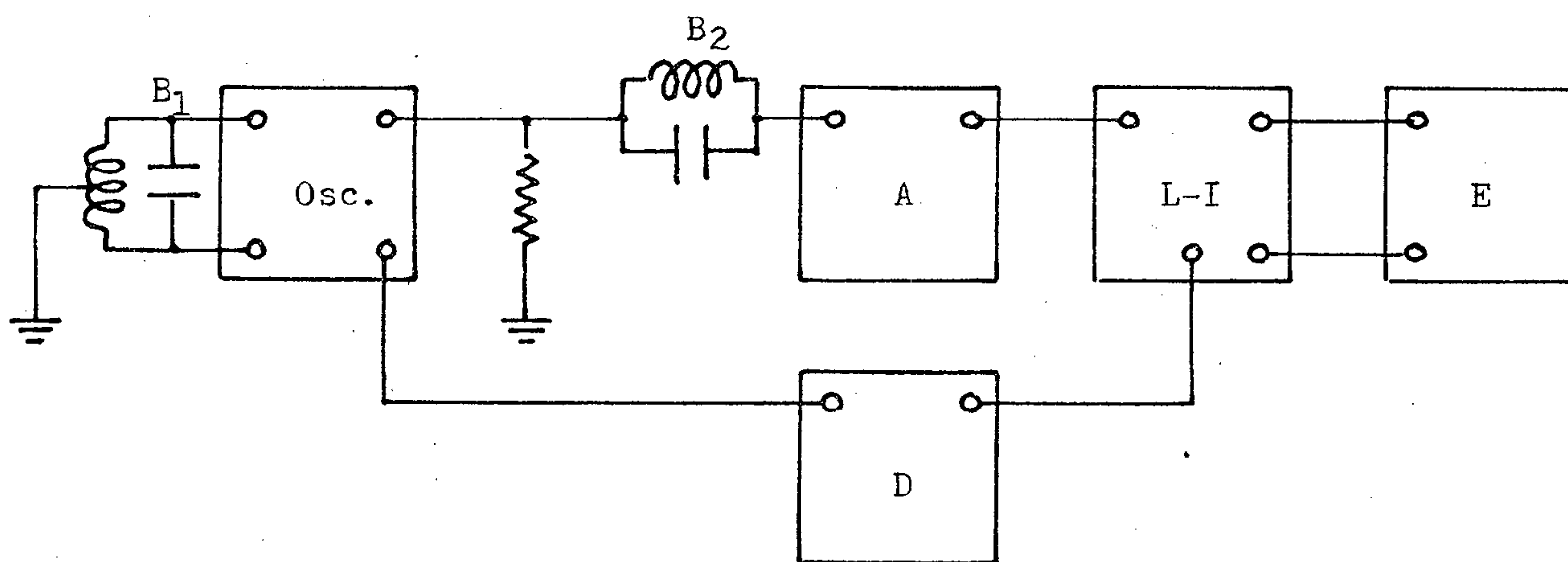


Fig. 1.
B_1, bobine d'émission et B_2, bobine de réception (dispositif de Bloch); Osc., oscillateur à quartz 8,4 kc/s; A, amplificateur sélectif 8,4 kc/s; D, déphaseur réglable; L-I, « lock-in » ou détecteur de phase; E, amplificateur continu et enregistreur type SEFRAM.

Il est clair que dans le domaine des très basses fréquences (fréquence de Larmor, 8,4 kc/s) l'inconvénient indiqué ci-dessus n'existe pas : il est

possible de réaliser un « lock-in » à détecteur de phase fonctionnant directement sur la fréquence de Larmor.

Nous proposons dans cette Note un nouveau « lock-in » à détecteur de phase, fonctionnant sans modulation basse fréquence, par conséquent capable de restituer la vraie forme d'un signal quels que soient les temps de relaxation.

Le principe d'emploi de ce « lock-in » est schématisé dans le diagramme de la figure 1.

Voici, à titre d'exemple, la résonance des protons observée à la fréquence de 8,4 kc/s dans une solution aqueuse de nitrate ferrique à N : 200 ($H_0 = 2$ Gs).

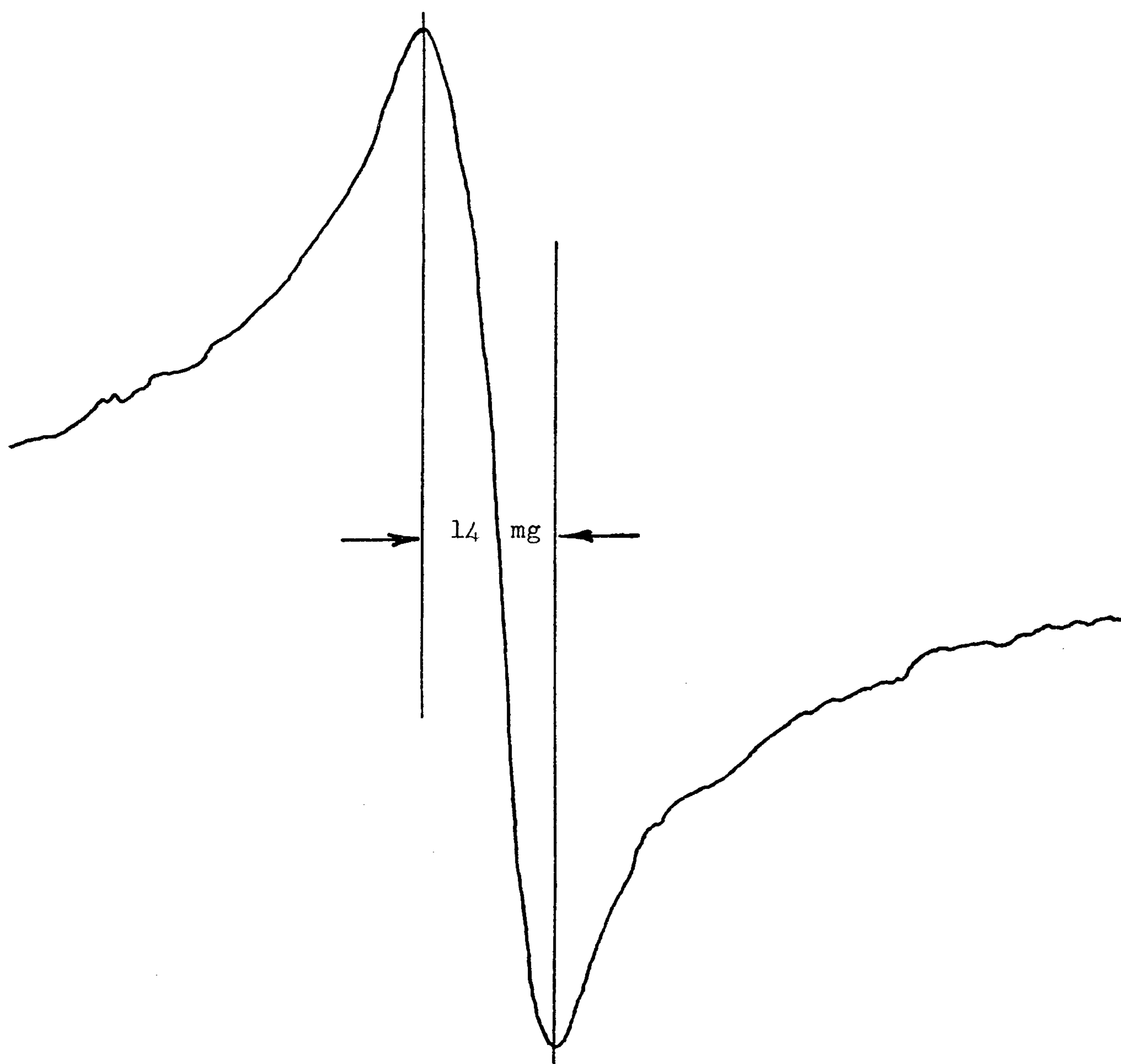


Fig. 2.

La courbe enregistrée, pour le réglage choisi du détecteur de phase, donne le signal de dispersion pure.

L'intérêt d'un tel détecteur n'a pas besoin d'être souligné : amélioration

du rapport signal sur bruit, pas de « dérivée » du signal, mais signal lui-même, suppression de l'effet des fréquences latérales.

Les caractéristiques de fonctionnement de ce « lock-in » sont en cours d'étude.

(*) Séance du 4 février 1957.

(1) C. MANUS et G. BÉNÉ, *Archives des Sciences*, 8, 1955, p. 19.

(2) J. M. ROCARD, *Archives des Sciences*, 9, 1956, p. 237; K. HALBACH, *Helv. Phys. Acta*, 29, 1956, p. 37.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Production de tyrosine par action des rayons* γ *sur les solutions aqueuses de phénylalanine*. Note (*) de Mme **CATHERINE VERMEIL** et M. **MARC LEFORT**, transmise par M. Frédéric Joliot.

L'action des rayons γ sur les solutions aqueuses de phénylalanine conduit d'une part à une désamination de faible rendement, d'autre part à la synthèse des ortho, méta et para-tyrosines, qui ont été séparées et identifiées par chromatographie sur papier à deux dimensions.

Un des effets les plus généraux des radiations ionisantes sur les composés organiques en solution aqueuse est leur hydroxylation. Ce phénomène, particulièrement net en ce qui concerne les composés aromatiques, a été découvert pour le benzène par Stein et Weiss (1), et est considéré comme une des preuves de la formation de radicaux hydroxyles à partir des molécules d'eau irradiées. On a observé d'autre part que les acides aminés sont désaminés par irradiation de leurs solutions aqueuses.

De nombreuses expériences permettent d'affirmer que la présence d'un cycle benzénique dans une molécule organique diminue d'un facteur important les effets directs des radiations ionisantes. En ce qui concerne l'effet indirect sur des solutions aqueuses, cette protection est moins bien établie, mais semble indéniable dans le cas de la désamination des acides aminés. C'est ainsi que Rowbottom (2) a trouvé par exemple un rendement de formation de NH_3 de $G = 0{,}50$ pour les solutions aqueuses de tyrosine 0,13 M irradiées aux rayons γ, alors que d'après les résultats de Stein et Weiss (1),on peut déduire pour l'alanine à concentration pourtant plus faible (5.10^{-2} M) un rendement G_{NH_3} initialement égal à 5,6, et encore supérieur à 3 pour une dose absorbée de 5.10^5 rads; la valeur indiquée par Sharpless et al. (3) pour l'alanine 10^{-1} M, est égale à $G = 4$. Il nous a paru intéressant de chercher à savoir, dans le cas de la phénylalanine, laquelle des deux transformations — hydroxylation ou dégagement de NH_3 — aurait effectivement lieu.

La plupart des expériences ont été effectuées à l'air, en milieu neutre, à la concentration de 1 g/l, avec les rayons γ d'une source de 90 C de

radiocobalt. Les solutions irradiées sont fluorescentes à la lumière de Wood et après irradiation prolongée ($300 \cdot 10^{18}$ eV/cm³), elles jaunissent et l'on observe un dégagement gazeux.

1° *Recherche des acides aminés.* — Les résultats obtenus sont qualitativement les mêmes lorsqu'on irradie en présence ou en absence d'air.

a. Par chromatographie ascendante sur papier « Whatman n° 1 », dans le butanol, NH_4OH (3 %) [4], on a obtenu cinq taches révélées à la ninhydrine. Quatre de ces taches ont été identifiées par comparaison avec des chromatographies témoins et par élution et essai au réactif de Folin.

I. *La phénylalanine* restante migre le plus loin. On a pu observer sa disparition en fonction de la durée d'irradiation. $R_f = 0{,}33$.

II. L'*orthotyrosine* dont le R_f est plus petit. $R_f = 0{,}22$.

III. La *métatyrosine* dont la tache jaunit au cours du temps et se sépare mal de la tache suivante. $R_f = 0{,}12$.

IV. La *paratyrosine*. R_f moyen $= 0{,}10$ [7].

V. Enfin une tache non migrée, fluorescente même avant séchage, dont l'importance augmente avec la dose absorbée. Nous n'avons pu encore identifier cet acide aminé qui semble être le principal produit final lorsqu'on irradie des solutions plus concentrées avec des doses très importantes.

Dans le tableau suivant nous indiquons les valeurs de R_f trouvées pour les différentes taches au cours d'expériences diverses.

Phénylalanine.	Orthotyrosine.	Métatyrosine.	Paratyrosine.
0,34	0,23	0,127	0,11
0,34	0,25	0,15	0,12
0,34	0,24	0,12	0,10
0,30	0,20	0,11	0,06
0,37	0,22	0,12	0,10
0,33	0,22	0,12	0,105
0,31	0,20	0,12	0,10

b. Par chromatographie à deux dimensions, en utilisant après la chromatographie précédente, le phénol comme solvant, on obtient les valeurs de R_f suivantes pour les taches précédentes :

I. Phénylalanine.	II. Orthotyrosine.	III. Métatyrosine.	IV. Paratyrosine.
0,85	0,66	0,73	0,54

qui permettent de séparer les méta et paratyrosines.

La cinquième tache donne une comète en avant.

2° *Recherche de l'ammoniaque, de l'hydroxylamine et d'amines.* — Les essais de détection de tyramine, phénylsérine et hydroxylamine ont été négatifs.

L'ammoniaque a été dosé par spectrophotométrie du dérivé indophénate d'ammonium [5]. Le rendement de désamination décroît avec la dose

absorbée. Les premières mesures indiquent une valeur de G de l'ordre de 0,3 mol NH_3 par 100 eV, soit environ 10 fois plus faible que le rendement de désamination de l'alanine irradiée dans les mêmes conditions de dilution.

3° *Recherche des acides organiques.* — Une solution de 30 cm^3 irradiée par une dose de 650.10^{18} eV/cm^3, acidifiée par HCl, a été extraite à l'éther. L'extrait éthéré est ensuite estérifié puis on en prépare l'hydroxamate. La coloration rouge obtenue par addition de $FeCl_3$ à ce dérivé indique la formation par irradiation d'acides organiques. Par chromatographie sur papier avec le phénol comme solvant, selon la méthode de K. Fink et R. M. Fink ([6]), on a obtenu une seule tache de R_f voisin de 0,6. Cet acide n'est pas l'acide hydrocinnamique pour lequel on a obtenu dans les mêmes conditions une tache de $R_f = 0,75$.

4° *Recherche des fonctions aldéhyde et cétone.* — La recherche de la fonction aldéhyde par le réactif de Schiff donne un résultat négatif.

Par la 2.4-dinitrophénylhydrazine on a détecté la présence de cétone.

En conclusion, cette étude préliminaire a montré que le rayonnement non seulement provoque la désamination de la phénylalanine avec un rendement faible, mais encore conduit à la synthèse des trois dérivés hydroxylés ortho, méta et paratyrosine. Il est intéressant de noter à titre de comparaison que les métabolismes physiologiques transforment sélectivement la phénylalanine en paratyrosine sans dérivés ortho et méta.

(*) Séance du 4 février 1957.

([1]) *J. Chem. Soc.*, 1949, p. 3256.
([2]) *J. Biol. Chem.*, **212**, (2), 1955, p. 877.
([3]) SHARPLESS, BLAIR et MAXWELL, *Radiation Res.*, **2**, (2), 1955, p. 135; **3**,(4), 1955, p. 417.
([4]) CONSDEN, GORDON et MARTIN, *Biochem. J.*, **38**, 1944, p. 224.
([5]) LUBOCHINSKY et ZALTA, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **36**, 1954, p. 1363.
([6]) *Proc. Soc. Exper. Bio. Med.*, **70**, 1949, p. 654.

([7]) Les Docteurs E. L. Jackson et M. D. Armstrong (U. S. A.) et le Professeur Neuberger (Londres) nous ont fourni des échantillons purs de méta et orthotyrosine.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Calorimètre du type Nernst-Magnus pour la mesure des capacités calorifiques jusqu'à* 1600° C. Note de M. **MICHEL OLETTE**, présentée par M. Paul Pascal.

L'appareil est constitué d'un four et d'un calorimètre adiabatique à bloc métallique dont la température est repérée à l'aide d'une thermistance, avec une sensibilité de 0,3/1000^e de degré. Son étalonnage, obtenu avec un écart-type de 0,1 %, a été confirmé par des mesures sur de l'alumine pure, dont la moyenne ne diffère que de 0,03 % de la valeur trouvée au National Bureau of Standards (U. S. A.).

Ce calorimètre a été réalisé dans le but d'accroître notre connaissance, actuellement fort incomplète, des propriétés thermophysiques des subs-

tances d'intérêt métallurgique. Il présente la même disposition générale que l'appareil de J. C. Southard [1] : il est constitué d'un four dans lequel l'échantillon est porté à la température désirée et d'un calorimètre adiabatique à bloc de cuivre dans lequel on le reçoit pour mesurer la quantité de chaleur emmagasinée, en appliquant la méthode des mélanges.

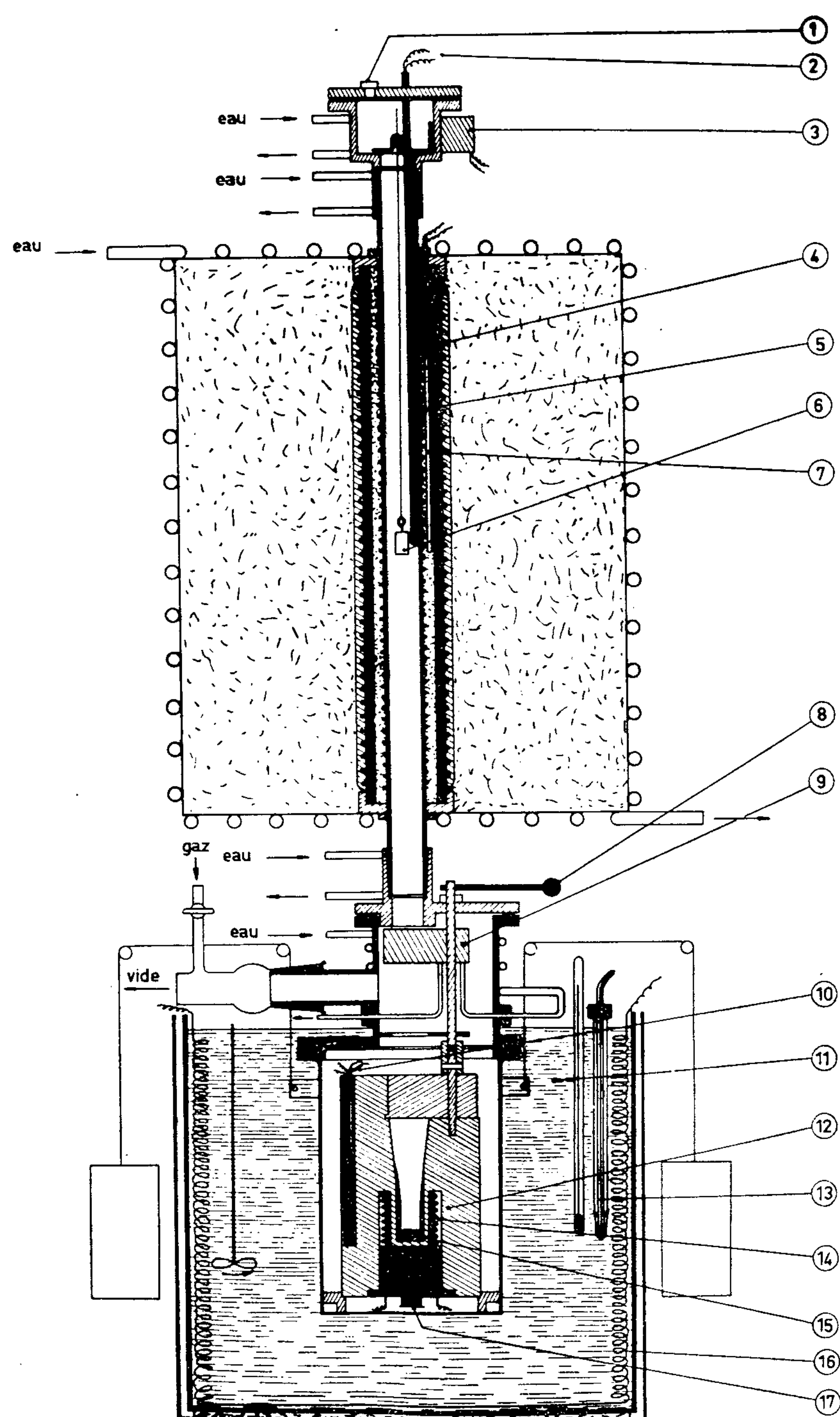


Fig. 1. — Coupe schématique du calorimètre.

(1) Glace de visée; (2) Couple thermoélectrique; (3) Commande magnétique de la chute de la capsule. (4); Enroulement chauffant d'alliage kanthal; (5) Enroulement chauffant (platine rhodié à 20 %) sur tube de mullite; (6) Capsule contenant la substance étudiée; (7) Couple thermoélectrique de régulation platine-platine rhodié à 13 % Rh; (8) Commande des volets d'isolement; (9) Volet à circulation d'eau; (10) Thermistances de mesure et d'asservissement; (11) Bac à température asservie; (12) Bloc calorimétrique en cuivre; (13) Thermistance de contrôle; (14) Résistance électrique d'étalonnage; (15) Doigt de gant en cuivre contenant l'alliage de Wood en copeaux; (16) Résistances chauffantes; (17) Introduction d'hélium dans le bloc de cuivre.

Le four est à double enroulement chauffant (*fig.* 1). L'enroulement central (4) est en fil de platine rhodié à 20 % de rhodium divisé en trois sections différemment alimentées. Il est bobiné sur un tube en mullite et calorifugé par de l'alumine pure en grains. L'enroulement extérieur (5) est en fil d'alliage Kanthal. La puissance totale dissipée qui est de l'ordre de 2,5 kW à 1500° C est ainsi partagée entre (4) et (5), ce qui assure une durée d'utilisation plus importante à l'enroulement de métal précieux. La température du four est réglée à l'aide d'un couple thermoélectrique (7) connecté à un régulateur électronique MECI. On dispose ainsi d'un espace isotherme de 80 à 120 mm de longueur où la température peut être portée jusqu'à 1550-1580° C avec des variations d'un point à un autre et en fonction du temps, qui ne sont pas supérieures à $\pm$ 1° C. Le tube du four et l'espace calorimétrique qui lui est connecté sont étanches. On peut mettre le tout sous vide ou sous atmosphère contrôlée, habituellement 20 mm d'argon, pour limiter les échanges par convection entre four et calorimètre.

L'échantillon passe du four dans le calorimètre par chute libre et tombe sur des copeaux d'alliage de Wood (15) qui, en fondant, accélèrent le transfert de chaleur au bloc. Un ensemble de deux volets, l'un en cuivre, l'autre (9) à circulation d'eau prélevée dans la cuve isole thermiquement le calorimètre du four.

Le calorimètre proprement dit est constitué par un bloc massif en cuivre pur (12) contenu dans un récipient en acier inoxydable, lui-même placé dans une cuve d'eau (11) dont la température est rendue égale à tout instant à celle du bloc. Cet asservissement est réalisé au moyen de deux thermistances placées l'une (10) dans le bloc, l'autre (13) dans la cuve, qui constituent deux des bras d'un pont de Wheatstone dont le déséquilibre est appliqué à un régulateur électronique à action proportionnelle. Celui-ci fait varier l'énergie apportée à l'eau de la cuve (11), en fonction de l'écart de température entre le milieu de référence (12) et l'enceinte asservie (11), de quelques watts à 4 kW. Toute correction est ainsi évitée lorsque l'élévation de température du calorimètre ne dépasse pas 4° C.

La température du bloc calorimétrique est repérée avec une thermistance aiguille constituant l'un des bras d'un pont de Wheatstone de précision dont le déséquilibre est appliqué à un potentiomètre électronique enregistreur. On peut ainsi suivre l'évolution de la température du bloc au cours du temps avec une sensibilité de 0,3/1000ᵉ de degré. Il ne s'agit pas de mesurer la température en valeur absolue, mais de déterminer avec précision sa variation; néanmoins certaines précautions sont nécessaires : contrôle permanent du courant d'alimentation du pont qui est maintenu constant à $\pm$ 0,02 %, comparaison fréquente à un thermomètre du type Beckmann, qui n'a d'ailleurs pas détecté d'évolution gênante de la thermistance au cours d'une période de plus de trois ans. La température de

l'échantillon dans le four est repérée à l'aide d'un thermocouple (2) platine-platine rhodié à 13 % Rh soigneusement taré.

L'équivalent en eau du calorimètre a été déterminé de la manière habituelle, en mesurant l'élévation de température correspondant à l'apport d'une quantité de chaleur connue, d'origine électrique, par la résistance (14) située dans le bloc de cuivre, dans une cavité emplie d'hélium. Ce résultat a été obtenu avec un écart-type de 0,1 % sur une vingtaine de mesures.

Pour vérifier les performances du calorimètre, des mesures d'enthalpie ont été faites sur de l'alumine pure cristallisée, considérée comme standard ([2]), ([3]). Elles ont eu pour objet à 850 et 1227° C du corindon de provenance française (Ugine) et à 850° C un échantillon du saphir synthétique étudié au National Bureau of Standards (U. S. A.) par Furukawa et ses collègues ([3]). L'échantillon en grains de dimensions voisines du millimètre était placé dans une capsule en verre de silice emplie d'hélium et scellée.

	$H_\theta - H_{25}$ en calorie par mole.	
	θ : 850° C.	θ : 1 227° C.
Corindon cristallisé à 99,9 % Al_2O_3 (Ugine)	22 352	33 934
Saphir synthétique à 99,98 % Al_2O_3 (N. B. S.)	22 349	–
Valeur recommandée par K. K. Kelley [1949 ([2])]	22 407	33 920
Donnée de G. T. Furukawa et co-auteurs [1956 ([3]) (elles s'arrêtent à 927° C)]	22 343	–

Nos valeurs sont chacune la moyenne de dix déterminations, l'écart-type étant de 0,4 %. Elles sont en bon accord avec les précédents travaux, en particulier, l'écart entre notre résultat sur l'alumine américaine à 850° C, ne diffère que de 0,027 % de celui du National Bureau of Standards (U.S.A.).

(1) *J. Amer. Chem. Soc.*, 63, 1941, p. 3142-3146.

(2) K. K. Kelley, *Bull.* n° 476 U. S. *Bureau of Mines*, Washington, 1949, p. 11-12.

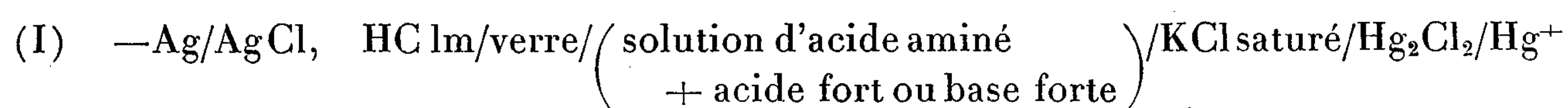
(3) G. T. Furukawa, T. B. Douglas, R. E. Mac Coskey et D. C. Ginnings, *J. Research of N. B. S.*, 57, août 1956, p. 67-82.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Détermination des constantes de dissociation de la méthionine à différentes températures. Calcul des variations d'enthalpie, d'énergie libre et d'entropie.* Note de M^{lles} **Simonne Pelletier** et **Marguerite Quintin**, présentée par M. Georges Chaudron.

Les constantes de dissociation ont été déterminées à 10, 25, 30 et 40° en titrant l'acide aminé par HCl et KOH. Les pH sont mesurés à l'électrode de verre, les valeurs numériques obtenues sont corrigées par la méthode de Mac Innes afin d'éliminer l'erreur due au potentiel de diffusion. On calcule les variations d'enthalpie, d'énergie libre et d'entropie relatives à la dissociation des groupes —COOH et $—NH_3^+$.

Nous avons déterminé les constantes de dissociation de la méthionine à différentes températures en éliminant pour chaque mesure de pH l'erreur causée par le potentiel de diffusion par la méthode due à D. A. Mac Innes et ses collaborateurs [1].

Considérons une pile du type :


(I) —Ag/AgCl, HCl lm/verre/(solution d'acide aminé + acide fort ou base forte)/KCl saturé/Hg_2Cl_2/Hg^+

le pH est donné à partir de la f. é. m. E d'une telle pile par la formule :

$$\text{pH} = \frac{E - E_0\text{pH}}{2,3\frac{RT}{\mathcal{F}}}, \tag{1}$$

où E_0pH est non un potentiel standard mais une constante qui englobe le potentiel de jonction π, lequel ne peut être atteint directement. Pour pouvoir identifier la formule (1) avec $\text{pH} = -\log[H^+]$ il faut déterminer E_0pH ; pour y parvenir on mesure la f. é. m. de piles analogues à (I) dans lesquelles l'acide à étudier est remplacé par un acide de constitution voisine et dont les constantes sont connues avec précision. Nous avons choisi le glycocolle.

En désignant par $R^{\pm}$ et R^+ les deux formes en équilibre en milieu acide on a

$$\frac{[H^+][R^{\pm}]}{[R^+]} = \frac{[H^+]\,(R^{\pm})f_{R^{\pm}}}{(R^+)f_{R^+}} = K_B,$$

où f_{R^+} et $f_{R^{\pm}}$ représentent les coefficients d'activité des formes correspondantes et K_B la constante vraie de dissociation.

Or, pour la force ionique μ de la solution, la relation de Hückel donne

$$\log\frac{1}{f_{R^+}} = B\sqrt{\mu} - B'\mu, \tag{2}$$

où B est une constante ne dépendant que de la température et B′ une constante dépendant de la nature de l'électrolyte. En supposant que $f_{R^{\pm}}$ est très voisin de 1, l'équation (1) peut alors se mettre sous la forme

$$E - 2,3\frac{RT}{\mathcal{F}}\left(\text{p}K_B + \log\frac{(R^{\pm})}{(R^+)} + B\sqrt{\mu}\right) = E_0\text{pH} - 2,3\frac{RT}{\mathcal{F}}B'\mu.$$

Le membre de gauche de cette équation est entièrement calculable ; en le désignant par E'_0pH et en étudiant ses variations en fonction de μ, on obtient une droite dans la mesure où l'équation (2) s'applique, et l'ordonnée à l'origine donne E_0pH.

En admettant que cette détermination de E_0pH est valable pour l'acide inconnu, on peut alors, à partir des courbes de titrage, atteindre les constantes apparentes pK'_A et pK'_B de celui-ci sans l'erreur due au potentiel de diffusion.

Les mesures de pH sont faites à l'aide d'un pH-mètre Radiometer n° 3 permettant d'apprécier les f. é. m. à 0,5 mV près; dans les milieux basiques une électrode de verre (type Radiometer B) donne des mesures reproductibles jusqu'à pH 13), l'électrode de référence est une électrode à calomel KCl saturé. Les mesures sont faites sous azote. La constance de la température est assurée grâce à un thermostat à $\pm$ 0°,01; les concentrations sont corrigées pour l'effet de la température.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs des constantes de dissociation de la méthionine à différentes températures. La force ionique ($\mu \simeq$ 0,05 M) est suffisamment faible pour que l'on puisse confondre les valeurs mesurées avec les constantes vraies.

TABLEAU I.

	10°.	25°.	30°.	40°.
pK_A	9,73	9,28	9,15	8,92
pK_B	2,13	2,125	2,125	2,12

A 25° les résultats expérimentaux non corrigés sont identiques à ceux obtenus par O. H. Emerson, P. L. Kisk, C. L. A. Schmidt [2].

Les variations de la constante d'équilibre K en fonction de la température absolue T permettent de calculer les quantités ΔH_0, ΔF_0 et ΔS_0 par les relations

$$\Delta F_0 = -RT \ln K = \Delta H_0 - T\,\Delta S_0,$$

le tableau II rassemble les résultats relatifs aux groupes —COOH et $—NH_3^+$.

TABLEAU II.

Réaction.	ΔH_0 (cal. mole^{-1}).	ΔF_0 (cal. mole^{-1}).	ΔS_0 (cal. deg^{-1} mole^{-1}).
$^+H_3N—R—COO^- \rightleftharpoons H_2N—R—COO^- + H^+$.	10 400	12 660	—7,5
$^+H_3N—R—COOH \rightleftharpoons {}^+H_3N—R—COO^- + H^+$.	140 ~	2 900 ~	—9,3 ~

On constate que les grandeurs thermodynamiques ΔH_0, ΔF_0 et ΔS_0 aussi bien pour la dissociation du groupe $—NH_3^+$ que pour celle du groupe COOH sont voisines de celles obtenues pour le glycocolle, la valine et la sérine [3].

(1) D. A. MacInnes, D. Belcher et T. Shedlovsky, *J. Am. Chem. Soc.*, 60, 1938, p. 1094.
(2) *J. Biol. Chem.*, 92, 1931, p. 449.
(3) B. B. Owen, *J. Am. Chem. Soc.*, 56, 1934, p. 24; P. K. Smith, A. C. Taylor et E. R. B. Smith, *J. Biol. Chem.*, 122, 1937, p. 109; E. J. Cohn et J. Edsall, *Proteins, amino acids and peptides as ions and dipolar ions*, p. 80, Reinhold Pub, n° 1948; P. K. Smith, A. T. Gorham et E. R. B. Smith, *J. Biol. Chem.*, 144, 1942, p. 753.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Influence des parois sur les domaines d'inflammabilité des mélanges de butane et d'air aux basses pressions.* Note de M^{lle} **Gisèle Dalmai**, MM. **Ralph Delbourgo** et **Paul Laffitte**, présentée par M. Paul Pascal.

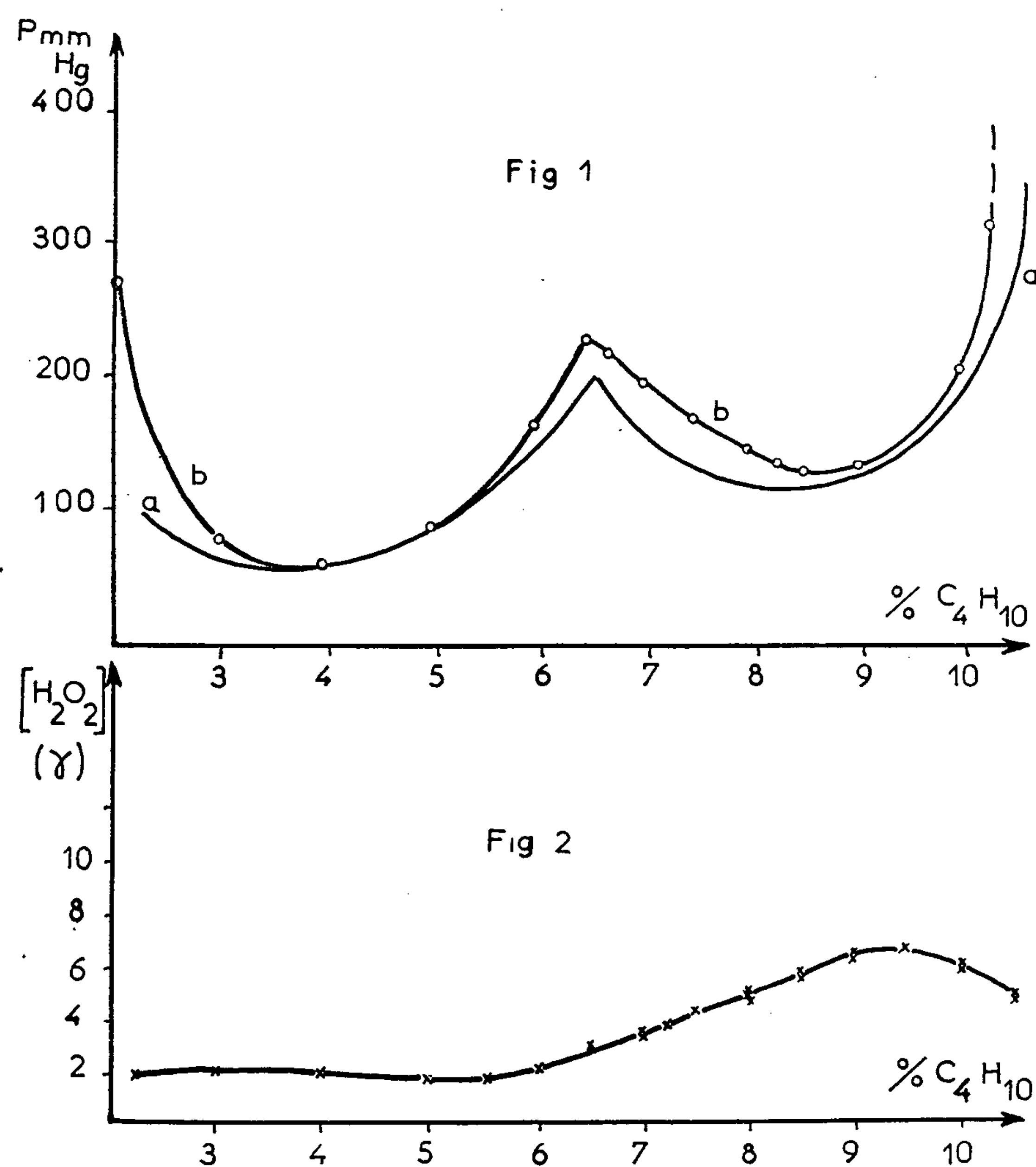
Les déterminations faites avec les mélanges n-C_4H_{10}/air aux pressions inférieures à 1 atm, ont montré que le point de rebroussement de la courbe délimitant les domaines d'inflammabilité est indépendante de la nature chimique de la paroi, bien que celle-ci ait une action effective sur la concentration en peroxyde d'hydrogène dans les gaz brûlés.

Des divergences dans les valeurs des limites d'inflammabilité déterminées par divers auteurs ont permis de supposer que l'état de la paroi pouvait jouer un rôle dans la propagation d'une flamme dans un tube. Toutefois les résultats obtenus dans ces études ne concordent pas. Or on connaît l'importance du rôle de certains atomes ou radicaux (tels que l'atome H ou le radical HO_2) dans le processus de propagation ou de rupture des chaînes. L'état de la paroi peut donc modifier (tout au moins dans son voisinage) la concentration des radicaux et par conséquent perturber la propagation de la flamme.

Des études récentes ont montré que la surface du verre est recouverte d'une couche d'acide silicique dont les propriétés vis-à-vis des radicaux varient suivant les cations adsorbés ([1]). Cette couche est enlevée par lavage à l'acide fluorhydrique, mais se reforme par vieillissement ou au contact d'un oxyde métallique ([2]). Aussi avons-nous choisi cinq états de parois suffisamment différents pour que leur action soit spécifique de certains radicaux ou atomes arrivant à leur contact (paroi : neuve, lavée à HF, recouverte de chaux, recouverte d'oxyde de plomb, recouverte de platine colloïdal), et nous avons étudié l'influence de ces différentes parois sur les domaines d'inflammabilité de mélanges de butane normal et d'air et sur la teneur en peroxyde d'hydrogène des gaz brûlés.

Dans une première série d'expériences nous avons déterminé les domaines d'inflammabilité des mélanges n-C_4H_{10}/air dans des tubes cylindriques en pyrex, fermés aux deux extrémités, d'une longueur de 80 cm et disposés verticalement. L'inflammation était provoquée à la partie inférieure du tube par un train d'étincelles condensées. Les expériences ont été faites avec les cinq parois précédentes et avec des tubes de deux séries de diamètres (40 et 25 mm), le diamètre ayant une influence importante sur la forme des domaines d'inflammabilité ([3]). Dans une seconde série d'expériences, faites avec les mêmes mélanges combustibles, nous avons utilisé trois états des parois (paroi neuve, paroi lavée à HF, paroi recouverte de PbO) et nous avons dosé le peroxyde d'hydrogène présent dans les gaz de

combustion. Pour cela ces gaz étaient pompés à travers un piège refroidi par de l'azote liquide, puis on les laissait revenir à la température ambiante et on analysait par colorimétrie ([4]) la quantité de peroxyde d'hydrogène formé. Les résultats obtenus ont montré que la nature de la paroi n'avait pas d'effet caractéristique sur le domaine d'inflammabilité du mélange étudié. Parmi les nombreuses courbes qui ont été déterminées, celles de la figure 1, se rapportant à des tubes de 40 mm de diamètre, ont été choisies à titre d'exemple; la courbe *a* est relative à une paroi neuve en pyrex et la courbe *b* à une paroi en pyrex ayant été lavée à l'acide fluorhydrique. Dans tous les autres cas étudiés les résultats sont analogues, c'est-à-dire qu'il n'y a pratiquement pas de différence entre la courbe relative à une paroi neuve et celles relatives aux autres parois. Ainsi l'influence des revêtements n'est pas spécifique et il n'est pas possible de lier cette action à aucun mécanisme connu de diffusion de centres actifs.



Mais la nature des revêtements des parois a une influence, parfois considérable, sur la quantité de peroxyde d'hydrogène présent dans les produits de combustion. Une série d'expériences préliminaires a montré que la quantité de peroxyde d'hydrogène variait linéairement avec le nombre

de flammes réalisées dans le tube et, pour un volume déterminé de gaz brûlés, croissait avec la pression et le volume initiaux. On a alors dosé le peroxyde d'hydrogène formé après 10 flammes allumées sous une pression initiale de 300 mm de mercure dans un tube de 40 mm de diamètre. La courbe de la figure 2 donnant la teneur en H_2O_2 en fonction de la concentration en combustible est une droite sensiblement parallèle à l'axe des concentrations jusque vers 5 % de butane, puis passe par un maximum au voisinage de 9 %. Ainsi dans le « second domaine » situé à droite du point de rebroussement de la courbe délimitant la région d'inflammabilité ([5]), la quantité de peroxyde d'hydrogène est supérieure à celle du premier domaine. Si l'on rapproche cette courbe de celle délimitant les domaines d'inflammabilité (*fig.* 1) on ne constate aucune particularité correspondant au point de rebroussement séparant le premier et le second domaines. Des expériences effectuées avec un tube lavé à l'acide fluorhydrique donnent sensiblement les mêmes résultats et la même courbe que ceux obtenus avec un tube neuf (*fig.* 1). Mais avec un tube dont la paroi est recouverte de PbO on n'obtient pas de peroxyde d'hydrogène.

Des résultats précédents on peut conclure que le rôle de la paroi doit surtout être de modifier l'écoulement par frottement et la distribution de la température par conductibilité, mais que l'action de cette paroi sur les radicaux ayant diffusé, ou étant formés immédiatement en avant du front de flamme, est négligeable à côté des réactions de propagation et de ramification se produisant dans la phase gazeuse. La seule action effective doit être la destruction ou la modification de certains radicaux dans les gaz brûlés, cette action ne perturbant toutefois pas la propagation de la flamme. Les expériences précédentes ayant été faites dans des tubes fermés, il n'est pas impossible que des phénomènes tels que les vibrations de la flamme masquent l'effet de la paroi. Il en résulte néanmoins que, dans les conditions où ont été faites ces expériences, le point de rebroussement de la courbe délimitant les domaines d'inflammabilité est indépendant de la nature chimique de la paroi bien que celle-ci ait une action effective sur la concentration en peroxyde d'hydrogène dans les gaz brûlés.

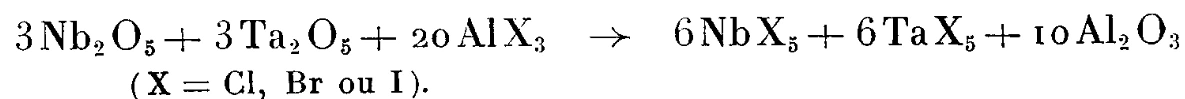
(1) P. F. Holt et D. T. King, *J. Chem. Soc.*, 1955, p. 773 ; C. Alexanian, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2145.
(2) D.-E. Cheaney et A. D. Walsh, *Fuel*, 35, 1956, p. 258.
(3) G. Dalmai, R. Delbourgo et P. Laffitte, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 192.
(4) P. Blanquet et G. Dalmai, *Bull. Soc. Chim. France*, sous presse.
(5) R. Delbourgo et P. Laffitte, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 958.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la séparation des métaux : niobium et tantale.* Note de M. **Marcel Chaigneau**, présentée par M. Paul Lebeau.

Pour séparer le niobium du tantale, de nombreuses méthodes ont déjà été décrites. Parmi les plus employées, il convient de citer : la cristallisation fractionnée des solutions de fluosels de potassium ([1]), ([2]) ou d'oxalates complexes de potassium; la différence de solubilité des niobate et tantalate de sodium dans l'eau en fonction de la température ([3]) ou celle des sels correspondants de potassium dans l'acide sulfurique 6 N ([4]); l'attaque sélective des oxydes par l'oxychlorure de sélénium sulfurique ([5]) ou par des carbures perchlorés tels que le tétrachlorure de carbone, l'hexachloroéthane et l'octochloropropane; la précipitation fractionnée par le tanin en solution oxalique à des pH déterminés ([6]); l'électrolyse ([7]), etc. Si l'on ne dispose que de très petites quantités de sels on peut encore pratiquer l'échange d'ions sur résines synthétiques ou la chromatographie sur papier, cellulose ou alumine.

Certains de ces procédés sont délicats et leur réussite non seulement dépend de plusieurs facteurs physiques mais exige le plus souvent une grande habileté expérimentale.

Nous avons montré par des travaux antérieurs ([8]), ([9]) que la réaction entre les halogénures d'aluminium fondus et les pentoxydes de niobium ou de tantale conduit à des halogénures de ces deux métaux. Ceux-ci ont été isolés par sublimation, sous vide, à des températures différentes selon leur composition. Si bien que nous avons cherché à réaliser la séparation de ces cations en partant de mélanges de pentoxydes et d'halogénures d'aluminium. Les proportions relatives des composés mis en expériences répondent sensiblement à l'équation suivante :



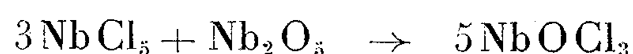
$$3\,Nb_2O_5 + 3\,Ta_2O_5 + 20\,AlX_3 \rightarrow 6\,NbX_5 + 6\,TaX_5 + 10\,Al_2O_3$$
(X = Cl, Br ou I).

Les résultats obtenus sont groupés par halogène mis en œuvre.

1° *Action du chlorure d'aluminium.* — Après chauffage à 400° pendant 24 h, la réaction peut être considérée comme terminée; le tube est ouvert pour chasser le chlore et l'acide chlorhydrique formés, puis il est à nouveau scellé sous vide. On élimine alors le pentachlorure de tantale qui se sublime vers 150° en cristaux jaunes, répondant bien à la formule $TaCl_5$ ($TaCl_5$, calculé %, Ta 50,51; Cl 49,49; trouvé %, Ta 50,18-50,02; Cl 50,45).

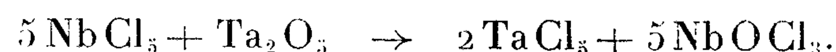
Après séparation de ce pentachlorure, on produit en chauffant à 230° un nouveau sublimé formé de cristaux feutrés blancs d'oxychlorure de niobium ($NbOCl_3$, calculé %, Nb 43,16; Cl 49,41; trouvé %, Nb 43,76; Cl 49,18).

Contrairement à ce qui se passe en présence de pentoxyde de niobium exempt de tantale, nous n'avons pas remarqué la formation de pentachlorure de niobium. La présence exclusive d'oxychlorure de niobum ne saurait être attribuée à la réaction suivante :



$$3\,NbCl_5 + Nb_2O_5 \rightarrow 5\,NbOCl_3$$

qui ne se produit qu'à partir de 600° environ ([10]). Par contre cette formation d'oxychlorure peut résulter de l'action du pentachlorure de niobium sur le pentoxyde de tantale présent, qui, dès la température de 225° fournit la réaction ci-dessous ([11]) :



$$5\,NbCl_5 + Ta_2O_5 \rightarrow 2\,TaCl_5 + 5\,NbOCl_3.$$

2° *Action du bromure d'aluminium.* — Le mélange de bromure d'aluminium et de pentoxydes de niobium et de tantale est chauffé à 200 pendant 48 h. Les traces de brome et d'acide bromhydrique formées sont chassées à 140°. On peut ensuite isoler le pentabromure de niobium sous forme d'aiguilles brun-rouge à 220° ($NbBr_5$, calculé %, Nb 18,86; Br 81,14; trouvé %, Nb 19,08; Br 80,38). Un chauffage ultérieur à 300° permet de rassembler le pentabromure de tantale en aiguilles jaune-orangé ($TaBr_5$, calculé %, Ta 31,16; Br 68,84; trouvé %, Ta 31,43; Br 68,69).

3° *Action de l'iodure d'aluminium.* — Avec ce composé la réaction est terminée après un chauffage à 230° pendant 24 h. En élevant la température à 540° on obtient ensuite un sublimat constitué par un mélange de pentaiodure de tantale et de triiodure de niobium tandis que l'iode se dépose à l'extrémité du tube. Il est alors facile de séparer ces deux iodures à la température de 300° où le triiodure de niobium constitue un résidu fixe (NbI_3, calculé %, Nb 19,62; I 80,38; trouvé %, Nb 19,80; I 79,77). Par contre, le pentaiodure de tantale forme un sublimat de cristaux noirs, à reflets mordorés, pouvant atteindre plusieurs millimètres de long (TaI_5, calculé %, Ta 22,18; I 77,82; trouvé %, Ta 22,34-22,22; I 78,47).

En résumé, nous avons constaté qu'on peut séparer le niobium du tantale en soumettant le mélange de pentoxydes à l'action du chlorure, du bromure ou de l'iodure d'aluminium, à chaud, sous vide. Une sublimation fractionnée permet, dans tous les cas, d'isoler ultérieurement les halogénures formés. L'emploi de l'iodure est le plus favorable.

(1) C. Marignac, *Ann. Chim. phys.*, (4), 8, 1866, p. 5.

(2) Cl. W. Balke, *Ind. Eng. Chem.*, 21, 1929, p. 1002.

(3) L. Weiss et M. Landecker, *Z. Anorg. Chem.*, 64, 1909, p. 68.

(4) G. W. Sears, *J. Amer. Chem. Soc.*, 48, 1926, p. 343.

(5) H. B. Merrill, *J. Amer. Chem. Soc.*, 43, 1921, p. 2378.

(6) W. R. Schoeller et A. R. Powell, *Analyst.*, 50, 1925, p. 485; *Z. Anorg. Chem.*, 151, 1926, p. 223.

(7) D. D. PEIRCE, *J. Amer. Chem. Soc.*, 53, 1931, p. 2810.
(8) M. CHAIGNEAU, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 263.
(9) M. CHAIGNEAU, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 957.
(10) H. SAINTE CLAIRE-DEVILLE et L. TROOST, *Comptes rendus*, 64, 1867, p. 294.
(11) O. RUFF et F. THOMAS, *Z. Anorg. Chem.*, 156, 1926, p. 213.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Influence de la ramification des chaînes hydrocarbonées sur l'énolisation et sur l'acidité des dérivés alcoylés de l'acétylacétone : un exemple d'inhibition stérique de conjugaison dans la série aliphatique.* Note (*) de M. **PAUL RUMPF** et Mme **ROCH LA RIVIÈRE (ESTHER D'INCAN)**, présentée par M. Marcel Delépine.

Détermination des constantes d'acidité d'une quinzaine de β-dicétones et des énols correspondants, par électrométrie, spectrophotométrie et iodométrie. Un groupement alcoyle fixé sur le carbone-3 de la pentanedione-2.4 déplace considérablement les équilibres en faveur de la forme dicétonique; l'effet est nettement moindre en -1 et -5, sauf si la position -3 est déjà substituée. Interprétation de ces résultats.

En étudiant les esters oxalacétiques et maloniques monosubstitués par divers groupements hydrocarbonés sur le carbone central méthylénique, nous avions constaté (1) que des alcoyles de plus en plus volumineux augmentent progressivement l'acidité dans le premier cas, la diminuent nettement dans le second. Cette observation montre, une fois de plus [*cf.* par exemple (2) et (3)], *l'impossibilité d'interpréter les interactions intramoléculaires par l'attribution d'une polarité intrinsèque aux substituants,* sans tenir compte de l'ensemble de la molécule envisagée. Pour essayer de l'expliquer, nous avons préparé, purifié et examiné systématiquement toute une série de dérivés de la pentanedione-2.4 alcoylée en position -1 ou -3, ou simultanément alcoylée en -1.5 ou en -1.3.

Dans tous les cas, les indications d'un *titrage électrométrique* en solution 0,01 M, à l'aide d'une électrode en verre, ont été contrôlées et complétées par une *étude spectrophotométrique de l'ionisation* dans des tampons de pH connus, étude mettant à profit le fait que l'absorption ultraviolette de l'anion commun est, par rapport à celle du mélange en équilibre de la dicétone et des énols correspondants, beaucoup plus intense et nettement décalée vers les grandes longueurs d'ondes. Les limites de la présente Note ne nous permettent pas d'insister ici sur les détails expérimentaux et notamment sur les précautions prises pour éviter les erreurs susceptibles de résulter de l'influence de la nature du tampon, ainsi que de l'altérabilité et des difficultés de purification rigoureuse de certaines β-dicétones.

Conformément à la théorie de l'équilibre tautomère synionique [*cf.* (4)], nous avons admis qu'en solution aqueuse diluée, les rapports des concentrations des formes énoliques et dicétonique non ionisées étaient indépendants du pH et de la concentration globale : la concordance de l'ensemble de nos résultats

a confirmé ces hypothèses initiales. Le *coefficient d'énolisation* à 20°, E = (énols)/(dicétone), diffère pour chaque composé, mais ces différences en fonction des variations de structure ne se traduisent pas par des modifications régulières du spectre en milieu neutre ou modérément acide. Il a donc fallu renoncer à déterminer E par une méthode spectrophotométrique. Après quelques tâtonnements, nous avons constaté que c'était l'*iodométrie* qui donnait les meilleurs résultats en solution aqueuse diluée 0,01 M. Dans des conditions bien définies, les résultats ont été assez reproductibles pour servir de base à un calcul approché des *constantes d'acidité vraies*, pK_c et $pK_é$, des formes dicétonique et énoliques, à partir des pK *apparents* déterminés par électrométrie ou spectrophotométrie :

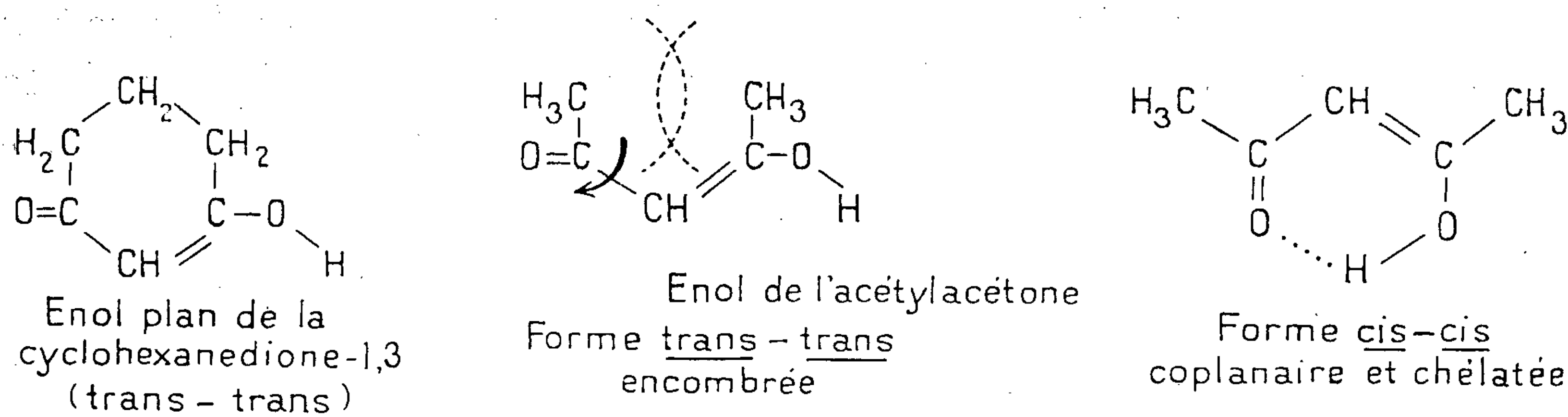
$$pK_c = pK_{app} - \log(1 + E); \qquad pK_é = pK_{app} - \log(1 + E) + \log E.$$

Dicétone.	pK_{app} à 20°.	E.	pK_c.	$pK_é$.
$H_3C-CO-CH_2-CO-CH_3$	8,94	$0,24_2$	8,85	8,23
$H_3C-CO-CH_2-CO-CH_2-CH_3$	9,36	$0,19_0$	9,29	8,57
$H_3C-CO-CH_2-CO-CH(CH_3)_2$	9,42	$0,09_0$	9,38	8,33
$H_3C-CO-CH_2-CO-C(CH_3)_3$	9,94	$0,09_6$	9,90	8,88
$H_3C-CO-CH_2-CO-(CH_2)_4-CH_3$	9,20	$0,07_5$	9,17	8,03
$H_3C-CO-CH_2-CO-CH_2-CH(CH_3)_2$	8,95	$0,09_9$	8,91	7,91
$H_3C-CO-CH_2-CO-C_6H_5$	8,68	0,38	8,54	8,12
$H_3C-CH_2-CO-CH_2-CO-CH_2-CH_3$	9,83	$0,09_4$	9,79	8,76
$(CH_3)_2CH-CO-CH_2-CO-CH(CH_3)_2$	9,86	$0,08_7$	9,82	8,76
$H_3C-CO-CH(CH_3)-CO-CH_3$	10,70	env. $0,03_3$	10,69	env. 9,2
$H_3C-CO-CH(CH_2-CH_3)-CO-CH_3$	11,33	env. $0,01_5$	11,32	$\leqq 9,5$
$H_3C-CO-CH[CH(CH_3)_2]-CO-CH_3$	12,85	$\leqq 0,003$	12,85	$\leqq 10,3$
$H_3C-CO-CH(C_6H_5)-CO-CH_3$	9,32	$0,09_6$	9,28	8,26
$H_3C-CO-CH(CH_3)-CO-CH(CH_3)_2$	11,80	$\leqq 0,005$	11,80	$\leqq 9,5$
$H_3C-CO-CH(CH_3)-CO-C_6H_5$	11,13	$< 0,005$	11,13	$< 8,8$

L'inhibition stérique de conjugaison, très souvent évoquée pour expliquer les propriétés de composés aromatiques et notamment celles de groupements fonctionnels directement fixés sur un noyau benzénique [*voir* par exemple ([2])], ne paraît guère avoir été signalée jusqu'ici dans la série aliphatique. Elle rend bien compte, cependant, des principaux faits observés au cours du présent travail et en particulier, de l'énorme influence qu'exercent, *malgré leur très faible polarité*, les groupements alcoyle en position-3 : par encombrement stérique, ils restreignent les possibilités de coplanéité des systèmes non saturés $-CO-\overset{|}{C}=C(OH)-$ et $-CO-\overset{|}{C}=C(O^-)-$; ils s'opposent ainsi à la conjugaison qui stabilise l'énol et l'anion correspondants, par rapport à l'acétylacétone; ils déplacent donc les équilibres d'énolisation et d'ionisation en faveur de la forme dicétonique.

La construction des modèles moléculaires de la cyclohexanedione-1.3, de la cyclopentanedione-1.3 et de leurs dérivés montre que la molécule énolique et

l'ion sont fixés dans une structure conjuguée coplanaire *trans-trans* (la direction de la double liaison énolique, quel que soit le carbonyle énolisé, séparant dans les deux cas l'oxygène énolique et le carbonyle qui subsiste). On conçoit donc que, pour ces dicétones alicycliques, l'acidité et l'énolisation soient particulièrement favorisées, comme l'indiquent les belles recherches de B. Eistert et W. Reiss([5]) (p. 110).



Dans le cas de l'acétylacétone, l'encombrement des deux méthyles, de rayons d'interaction voisins de 2 Å, s'oppose à la coplanéité de la forme *trans-trans*, mais non à celle de la forme *cis-cis*, rendue possible, à un très petit décalage près, par la petitesse du rayon d'interaction de l'oxygène (environ 1,4 Å). Une configuration sensiblement coplanaire, et par conséquent conjuguée, est encore stériquement possible, mais elle n'est plus imposée par une cyclisation rigide ; elle détermine donc un taux d'énolisation et une acidité appréciables, mais nettement moindres que dans les cas précédents : E n'est plus nettement supérieur à 1, mais égal à 0,24; pK_c est difficile à évaluer pour les dicétones cycliques, mais il est égal à $pK_é - \log E$, donc nettement inférieur à $pK_é$ voisin de 5, puisque E est beaucoup plus grand que 1 ; pour l'acétyl acétone, pK_c s'élève à 8,85. On remarquera, par ailleurs, que l'acidité de l'énol décroît aussi ($pK_é =$ environ 5,2 pour la diméthyl-5.5 cyclohexanedione-1.3 d'après Eistert; 8,23 pour l'acétylacétone) : la forme énolique *cis-cis* est stabilisée, relativement à l'anion, par la possibilité de formation d'une liaison hydrogène intramoléculaire.

La configuration plane *cis-cis* est elle-même de moins en moins probable ([6]) si l'on remplace par des radicaux les hydrogènes fixés sur les carbones — 1 et — 5. Elle est considérablement gênée par une substitution en — 3 et surtout par une double substitution en — 1 et — 3. Ces conclusions, tirées de l'examen des modèles moléculaires, correspondent bien aux valeurs relatives des fortes diminutions d'acidité et de taux d'énolisation, observées pour les dicétones aliphatiques correspondantes, alors que la méthylation du carbone médian d'une β-dicétone cyclique a très peu d'influence : triméthyl-2.5.5 cyclohexanedione-1.3, $pK_{app.} = 5,6$ ([5]).

L'interprétation de nos résultats semble pouvoir être généralisée aux esters alcoylmaloniques et α-alcoylacétylacétiques. Dans le phénylmalonate d'éthyle,

comme dans la phényl-3 pentanedione-2.4, le caractère acidifiant du groupement aromatique est complètement masqué par l'effet stérique (⁶).

(*) Séance du 4 février 1957.

(¹) P. RUMPF, M^lle E. D'INCAN et R. SCHAAL, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 122-126.

(²) M^me G. GIRAULT-VEXLEARSCHI, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 577-613.

(³) M. GILLOIS et P. RUMPF, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 591.

(⁴) G. W. WHELAND et J. FAU, *J. Amer. Chem. Soc.*, 65, 1943, p. 1433; D. TURNBULL et S. H. MARON, *ibid.*, p. 212-218; M. I. KABATCHNIK et S. T. IOFFE, *C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 91, n° 4, 1953, p. 833-836.

(⁵) *Chem. Ber.*, 87, 1954, p. 92-123.

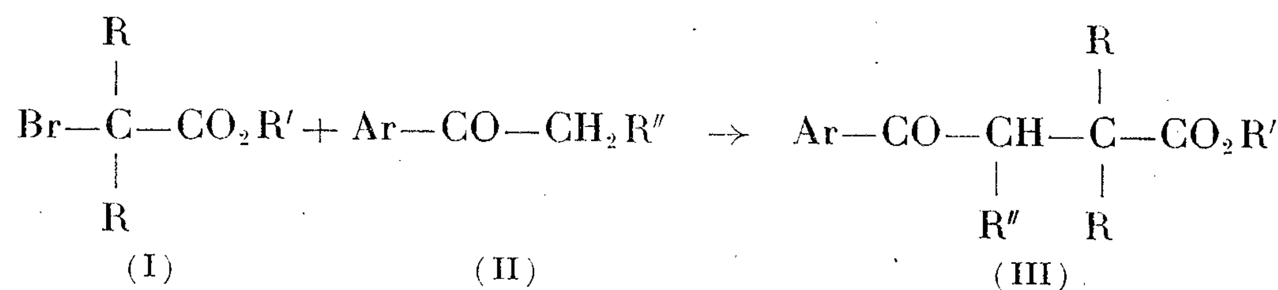
(⁶) Cette notion de coplanéité plus ou moins probable a été déjà envisagée et précisée par l'un de nous (P. R.), en collaboration avec M^lle Vexlearschi, dans une Note antérieure sur la basicité des N-alcoyl- et NN-dialcoylanilines, à propos de l'influence des groupements méthyle en position α par rapport à l'atome d'azote (*Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1630).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Condensation des esters α-bromés tertiaires sur les cétones en présence de lithium.* Note (*) de M. **JEAN JACQUES**, M^lles **ANDRÉE MARQUET** et **CHRISTIANE HATTIER**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les esters α-bromés tertiaires réagissent, en présence de lithium, sur les cétones aryl-aliphatiques pour donner des esters aroylpropioniques substitués. Cette réaction nouvelle peut, dans certaines conditions, s'effectuer avec des rendements supérieurs à 70 %.

Dans le cadre d'une étude systématique de la réaction entre les esters α-bromés tertiaires et les cétones, en présence de divers métaux, nous avons observé un nouveau type de condensation, différente de celle de Reformatsky, qui nous paraît mériter d'être signalé à part.

En présence de *lithium*, les esters α-bromés tertiaires (I) réagissent en α du carbonyle de certaines cétones du type (II), suivant le schéma :



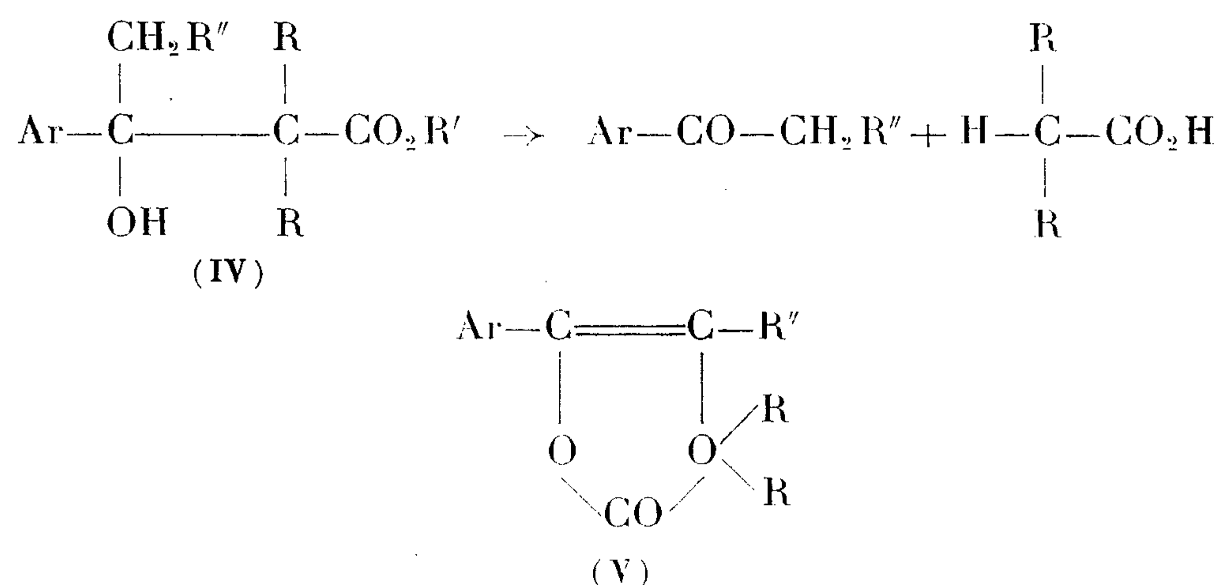
$$\mathrm{Br-C(R)_2-CO_2R'} + \mathrm{Ar-CO-CH_2R''} \rightarrow \mathrm{Ar-CO-CH(R'')-C(R)_2-CO_2R'}$$

(I) (II) (III)

Cette réaction nouvelle, dont nous avons précisé les conditions optima, peut s'effectuer, dans certains cas, avec des rendements supérieurs à 70 %.

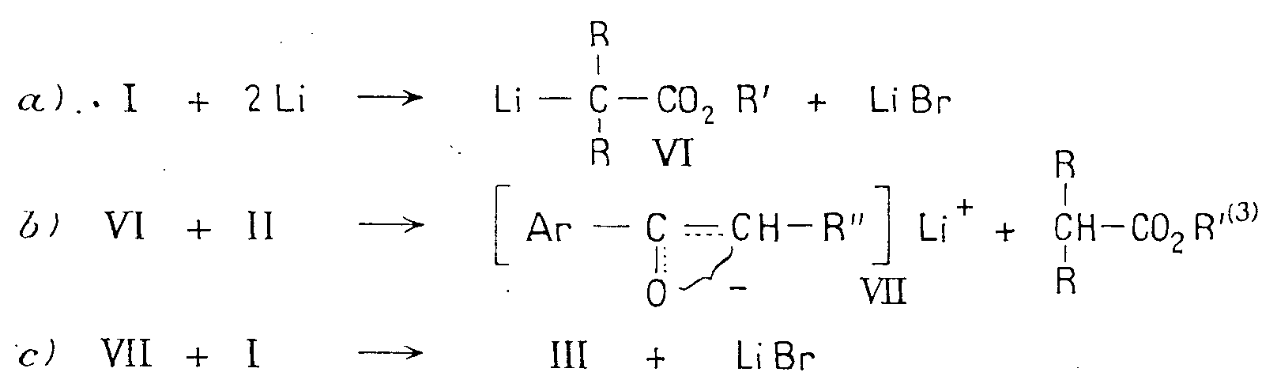
Nous opérons de la façon suivante : on chauffe à reflux pendant 3 à 5 h 1 mol de cétone dissoute dans 8 à 10 fois son poids d'un mélange à 50 % d'éther et de benzène, 3 atomes de lithium et 3 mol d'ester bromé. Le lithium disparaît peu à peu. Le produit de la réaction, après reprise par l'eau acidulée et les traitements habituels, est saponifié par la soude dans le méthoxyéthanol à ébullition; l'acide (III) (R'=H) est récolté après extraction des produits neutres à l'éther.

L'obtention d'un acide dont la composition centésimale correspond à (III) (R'=H), après ce traitement alcalin, prouve que dans aucun des cas étudiés il ne se produit de condensation selon Réformatsky, puisque l'on sait, et nous l'avons vérifié, que les β-hydroxy-esters (IV), se clivent quantitativement par saponification, suivant le schéma :



Outre les données analytiques, la constitution des cétoacides du type (III) est démontrée par leur transformation (grâce au chlorure d'acétyle bouillant) en lactones du type (V) qui, saponifiées, régénèrent l'acide qui leur avait donné naissance. D'autre part, le cétoacide obtenu par réaction de la propiophénone et d'un ester α-bromoisobutyrique est identique à l'acide β-benzoyl α.α.β-triméthyl propionique, provenant de la condensation selon Friedel et Crafts du benzène sur l'anhydride triméthylsuccinique ([1]).

Les rendements de cette réaction, pour une même cétone et pour des proportions de réactifs données, varient considérablement avec la structure de l'alcool qui estérifie l'ester α-bromé. C'est ainsi que dans le cas des α-bromoisobutyrates de méthyle, d'éthyle et de butyle secondaire (2 mol + 2 at de Li), opposés au méthoxy-6 propionyl-2 naphtalène (1 mol), les rendements sont respectivement de 6, de 24 et de 42 % ; dans le dernier cas on atteint 70 % avec 3 mol d'ester et 3 atomes de Li.



Par ailleurs, la réaction ne semble pas avoir lieu dans le cas des arylméthyl cétones, des arylcétones ne possédant qu'un hydrogène en α du carbonyle, ainsi que des arylacétones.

En ce qui concerne le mécanisme de cette condensation, on peut imaginer

le processus suivant : le lithium (2 atomes) réagirait sur l'ester α-bromé (1 mol) pour donner l'organo-lithien de structure (VI). Celui-ci, qui est particulièrement encombré, provoquerait l'énolisation de la cétone (II) ([2]) : c'est alors qu'une seconde molécule d'ester bromé interviendrait pour alcoyler l'énolate (VII).

Nous avons, entre autres, préparé les nouveaux composés suivants ([4]) :

1° Acide β-(méthoxy-6 naphtoyl-2) α.α.β-triméthyl propionique ($C_{18}H_{20}O_4$) F 136-138° (à partir du méthoxy-6 propionyl-2 naphtalène et de l'α-bromoisobutyrate de butyle sec.); ester méthylique F 56-58°; lactone éthylénique F 77-78°.

2° Acide β-(méthoxy-6 naphtoyl-2) α.α-diéthyl β-méthyl propionique ($C_{20}H_{24}O_4$) F 150°,5-152°,5 (à partir du méthoxy-6 propionyl-2 naphtalène et de l'α-bromo diéthyl acétate d'éthyle); ester méthylique F 91°,5-93°; lactone éthylénique F 105°,5-107°,5.

3° Acide β-(méthoxy-6 naphtoyl-2) α.α.β-triéthyl propionique ($C_{21}H_{26}O_4$) F 161-164° (à partir du méthoxy-6 *n*-butyryl-2 naphtalène et de l'α-bromodiéthylacétate d'éthyle); ester méthylique F 121-123°; lactone éthylénique F 72-73°.

4° Acide éthane α-phényl α-(cyclohexyl-1' carboxylique-1') ($C_{16}H_{20}O_3$) F 92°-93°,5 (à partir de la propiophénone et du bromo-1 cyclohexylcarboxylate-1 d'éthyle).

5° Acide éthane α-(méthoxy-6 naphtoyl-2) α-(cyclohexyl-1' carboxylique-1') ($C_{21}H_{24}O_4$) F_{inst} 174°,5 (à partir du méthoxy-6 propionyl-2 naphtalène et du bromo-1 cyclohexylcarboxylate-1 d'éthyle); ester méthylique F 113-114°; lactone éthylénique F 179-180°.

(*) Séance du 4 févirer 1957.

([1]) E. Rothstein et M. A. Saboor, *J. Chem. Soc.*, 1943, p. 425. L'acide β-benzoyl α.α.β-triméthyl propionique (pas plus que les autres acides de structure (III) ne présente de réaction des cétones.

([2]) Cf. action des magnésiens encombrés sur les cétones (Kharash et Reinmuth, *Grignard Reactions of non metallic substances*, 1954, p. 166 et suiv.).

([3]) La mise en évidence d'isobutyrate de butyle sec., parmi les produits provenant de la réaction entre l'α-bromoisobutyrate de butyle sec. et du méthoxy-6 propionyl-2 naphtalène (avant hydrolyse), constitue un argument sérieux en faveur du mécanisme proposé.

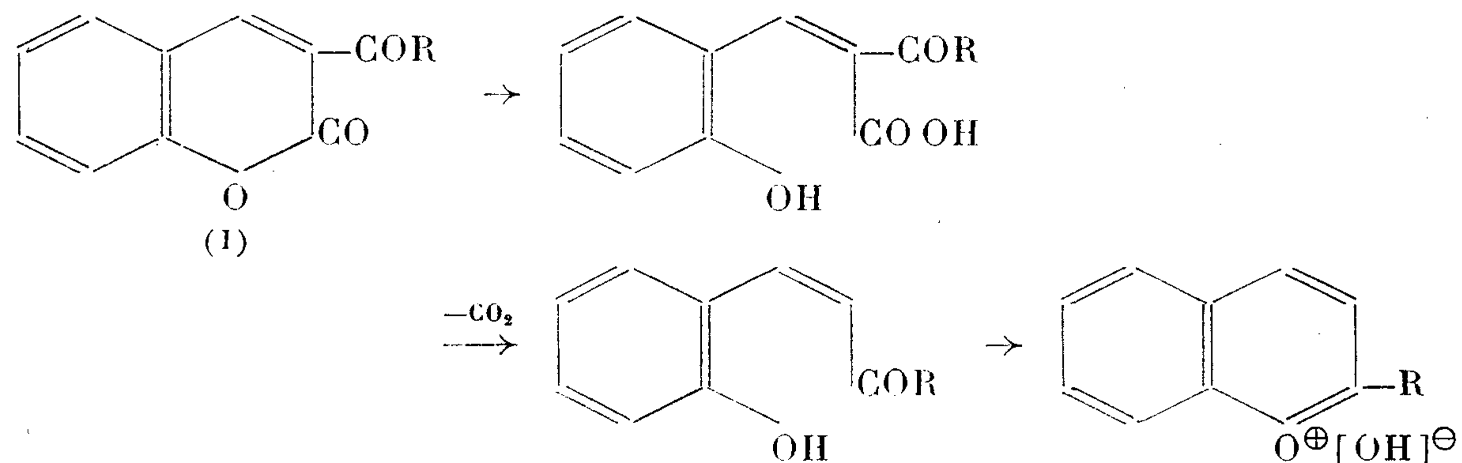
([4]) Les cétoacides décrits ici peuvent également exister sous la forme tautomère hydroxylactonique : ce point fera l'objet d'une discussion ultérieure (*voir* en particulier : J. I. Grove et H. Willis, *J. Chem. Soc.*, 1951, p. 877 et Mémoires suivants).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur une nouvelle synthèse des sels de flavylium.* Note de MM. **Marc Mercier, Jean Chopin** et **Charles Mentzer**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le perchlorate de flavylium peut être obtenu très aisément par action d'une solution d'acide perchlorique sur la benzoyl-3 coumarine, à l'ébullition pendant 16 h. La méthode peut s'appliquer à la synthèse de sels de benzopyrylium en général.

Dans une Note antérieure ([1]), nous avons décrit une nouvelle méthode permettant d'obtenir des chromones et des flavones par action d'un acide minéral sur les hydroxy-4 coumarines substituées en position 3 par un reste —COR (R pouvant être un radical alcoyle ou aryle). Nous venons

maintenant de trouver qu'une telle transposition peut s'appliquer également à des coumarines du type I non hydroxylées sur le carbone n° 4. Dans ces conditions, le mécanisme des transformations peut être schématisé de la façon suivante :



Synthèse du perchlorate de flavylium $C_{15}H_{11}O_5Cl$. — Une solution de 2 g de benzoyl-3 coumarine dans 90 cm³ d'acide perchlorique aqueux à 33 % est chauffée au reflux à l'ébullition pendant 16 h. Au refroidissement, il se sépare des cristaux orangés qui sont purifiés par épuisement au chloroforme et recristallisation dans l'acide perchlorique à 10 % (Rdt brut : 2,16 g, c'est-à-dire 88 %).

Le perchlorate de flavylium pur a les propriétés suivantes : Point de fusion : 184° [non abaissé par mélange avec un échantillon authentique préparé selon les données de la littérature ([2]), ([3])]; Spectre ultraviolet dans l'alcool : maximum à 260 et à 300 mμ. En déterminant ce spectre dans une solution saturée de sulfate de manganèse ([4]), la bande d'absorption située à 300 mμ est déplacée à 395 mμ. Dans une solution saturée de phosphate monopotassique, on note trois maxima à 255, 295 et 390 mμ. Les mêmes modifications ont été observées en effectuant des mesures analogues sur le corps de référence de structure connue.

Analyse : Calculé %, C 58,72; H 3,58; trouvé (corps de référence) %, C 58,78; H 3,59; trouvé %, C 58,86; H 3,62.

Chromatographie sur papier : $R_f = 0,84$ ($CH_3COOH—H_2O—HCl$ conc., 30 : 10 : 3), comme pour le corps de référence.

La réaction précédente s'applique également à d'autres composés de la même série. D'une façon générale, les coumarines substituées en 3 par un reste d'acide aliphatique ou aromatique donnent naissance à des solutions fortement colorées par chauffage en milieu acide. Mais l'isolement et la purification des produits obtenus ne sont pas toujours aussi aisés que dans le cas du perchlorate de flavylium ([5]). Parfois, il se forme un mélange de plusieurs substances décelables par chromatographie sur papier, mais difficile à fractionner. Ainsi le méthyl-2 benzo-5.6 pyrylium n'a pas encore pu être préparé jusqu'ici à l'état pur, probablement à cause de l'instabilité de la base « pyrylium » qui se transforme rapidement en produits

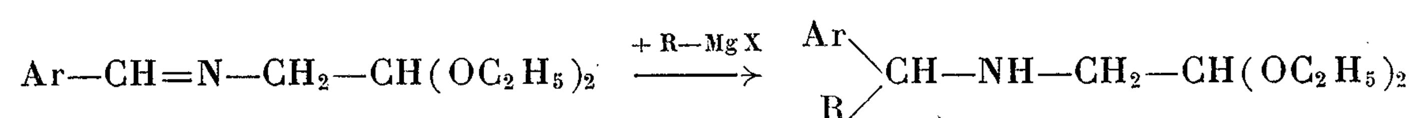
fortement colorés de structure complexe, non encore élucidée. Une technique particulière d'isolement doit donc être élaborée pour chacun des composés de cette série d'hétérocycles.

(1) C. Mentzer, J. Chopin et M. Mercier, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1034.
(2) C. G. Le Fèvre et R. J. W. Le Fèvre, *J. Chem. Soc.*, 1933, p. 1532.
(3) D. W. Hill, *J. Chem. Soc.*, 1935, p. 85.
(4) C. Mentzer et J. Jouanneteau, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 37, 1955, p. 887-895.
(5) La généralisation de cette réaction fait l'objet de la thèse de l'un de nous (M. Mercier, *Thèse d'Ingénieur-Docteur*, en préparation).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse des éthoxy-4 tétrahydro-1.2.3.4 isoquinoléines substituées en position 1.* Note de M. **Raymond Quelet** et Mlle **Nicole Vinot**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les N-benzylaminoacétals diéthyliques α-substitués se cyclisent par départ d'une molécule d'alcool éthylique sous l'action du fluorure de bore en donnant des éthoxy-4 tétrahydro-1.2.3.4 isoquinoléines substituées. Par décomposition catalytique sur palladium on passe aux isoquinoléines correspondantes.

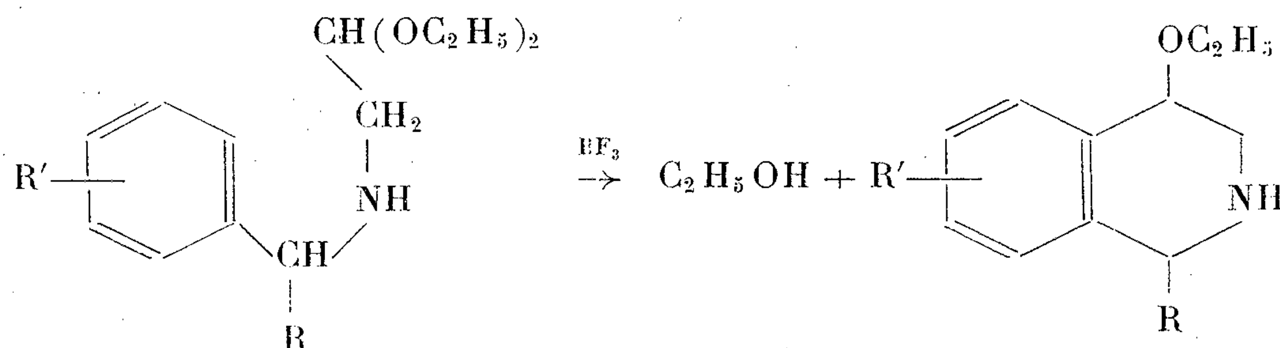
Nous avons indiqué précédemment (1) une méthode de synthèse des benzylaminoacétals α-substitués consistant à fixer les organomagnésiens sur la fonction imine des N-benzylidène aminoacétals :



R pouvant être un radical alcoyle ou aryle.

Les composés ainsi obtenus se résinifient par chauffage en milieu acide et ne se prêtent pas aux méthodes habituelles de cyclisation (chauffage avec P_2O_5 ou SO_4H_2) susceptibles de conduire à des dihydro-1.2 isoquinoléines. De même la méthode préconisée par Rugheimer et Schön (2) pour passer du benzylaminoacétal à l'isoquinoléine et consistant à chauffer avec SO_4H_2 concentré en présence d'acide arsénique s'est avérée inutilisable.

En utilisant comme catalyseur le fluorure de bore gazeux, nous avons pu éviter la résinification et réaliser un nouveau mode de cyclisation qui fournit des dérivés de l'éthoxy-4 tétrahydro-1.2.3.4 isoquinoléine :



Le mode opératoire, dérivant de celui qui avait été mis au point par Givaudan et coll. ([3]) pour obtenir des α-ionones à partir de pseudo-ionones est le suivant :

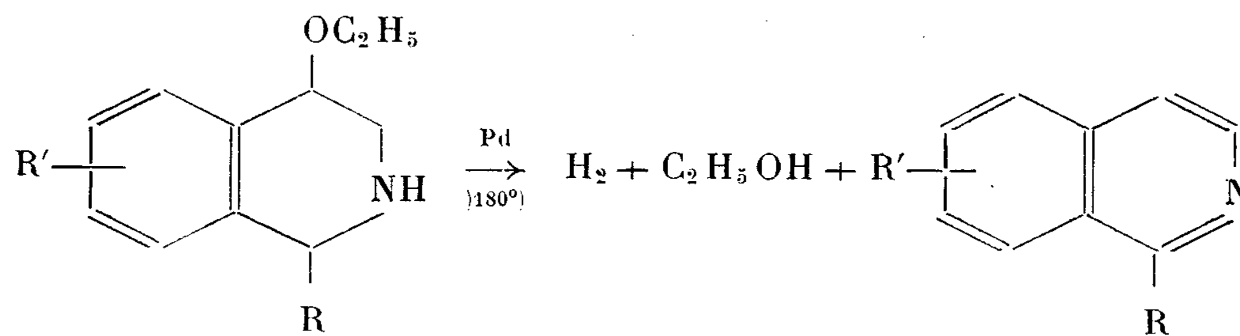
On sature par du fluorure de bore gazeux une solution de 10 g de benzylaminoacétal dans 30 cm³ de dichloroéthane en agitant et en refroidissant de façon à maintenir la température entre zéro et 15°. Après 1 h de contact on ajoute peu à peu 100 cm³ de lessive de soude à 15 % et l'on maintient l'agitation pendant 1 h. Le complexe fluoborique se décomposant lentement, il est nécessaire de laisser les produits en contact avec la soude pendant un temps suffisamment long qui varie de 1 jour lorsque le radical R est aromatique à 4 jours lorsqu'il s'agit d'un dérivé aliphatique.

On reprend ensuite à l'éther et de la solution éthérée on extrait les bases par lavage à SO_4H_2 à 10 %. Après neutralisation et nouvelle extraction à l'éther, on fractionne par distillation sous pression réduite.

Les produits que nous avons ainsi préparés sont des liquides incolores et stables lorsqu'ils sont purs. Ils se colorent en rouge à l'air et à la lumière lorsqu'ils contiennent encore des traces de fluorure de bore. Ils donnent des oxalates et des dérivés nitrobenzoylés qui cristallisent bien dans l'alcool.

Le dosage de la fonction éthoxy, bien que peu précis, donne des résultats en accord avec la formule envisagée.

Par chauffage dans la tétraline bouillante en présence de charbon palladié, ils se déshydrogènent et perdent une molécule d'alcool en donnant les isoquinoléines correspondantes :



Méthyl-1 éthoxy-4 tétrahydroisoquinoléine (obtenue par cyclisation de l'α-méthylbenzylaminoacétal, Rdt 54 %).

Liquide mobile, $É_{26}$ 154-156°; n_D^{21} 1,535; d^{21} 1,041. *Analyse :* $C_{12}H_{17}ON$, calculé %, C 75,5; H 8,9; trouvé %, C 75,6; H 8,7. *Oxalate,* F 164-165. *Dérivé* N-*p-nitrobenzoylé* F 114-115°.

Par décomposition catalytique on passe à la méthyl-1 isoquinoléine dont le picrate fond à 228-230° ([4]) (Rdt 52 %).

Éthyl-1 éthoxy-4 tétrahydroisoquinoléine (cyclisation de l'α-éthylbenzylaminoacétal : Rdt 50 %). Liquide mobile, $É_{26}$ 157-160°. *Oxalate,* F 149-150°. *Dérivé* N-*paranitrobenzoylé,* F 167-168°. *Analyse :* $C_{20}H_{22}O_4N_2$, calculé %, C 67,8; H 6,3; N 7,9; trouvé %, C 67,9; H 6,5; N 8,0. *Isoquinoléine correspondante,* picrate F 208-210° ([5]) (Rdt 54 %).

Phényl-1 éthoxy-4 tétrahydroisoquinoléine (par cyclisation de l'α-phénylbenzyl-aminoacétal, Rdt 66 %). Liquide visqueux $É_{13}$ 197-198°, n_D^{21} 1,588, d^{21} 1,098.

Analyse : $C_{17}H_{19}ON$, calculé %, C 80,6; H 7,52; N 5,53; trouvé %, C 81,0; H 7,10; N 5,80. *Oxalate*, F 191-193°. *Dérivé* N-*benzoylé* F 149-150°.

Par décomposition catalytique elle donne la phényl-1 isoquinoléine. F 92°, (6) (Rdt 30 %).

Di-Méthyl-1.6 éthoxy-4 tétrahydroisoquinoléine [cyclisation de l'(α-para-diméthylbenzyl) aminoacétal, Rdt 51 %]. Liquide mobile $É_{21}$ 163-165°. *Analyse* : $C_{13}H_{19}ON$, calculé %, C 76,2; H 9,34; trouvé %, C 76,4; H 9,37. *Oxalate*, F 170-171°. *Dérivé p-nitrobenzoylé* F 142-143°.

Par décomposition catalytique on passe à la *diméthyl-1.6 isoquinoléine* (Rdt 63 %). Liquide $É_{20}$ 160-165°, picrate F 218-220°.

Analyse du picrate : $C_{17}H_{14}O_7N_4$; calculé %, C 52,9; H 3,66; N 14,5; trouvé %, C 52,8; H 3,9; N 14,4.

Méthyl-6 p-tolyl-1 éthoxy-4 tétrahydro isoquinoléine [cyclisation de l'(α-*p*.tolyl para-méthylbenzyl α-*p*.tolyl) aminoacétal, Rdt 58 %]. Liquide visqueux $É_{0,15}$ 155-158°. *Analyse* : $C_{19}H_{23}ON$, calculé %, C 81,1; H 8,18; trouvé %, C 80,7; H 8,27. *Oxalate*, F 205-207°.

Par décomposition catalytique elle donne la *méthyl-6 p-tolyl-1 isoquinoléine* (Rdt 35 %) F 114-115° (7).

Méthyl-1 éthoxy-4 méthoxy-6 tétrahydro isoquinoléine (cyclisation de l'α-méthyl *p*-méthoxybenzylaminoacétal, Rdt 23 %). Liquide $É_{20}$ 175-178° (se décompose partiellement). *Oxalate*, F 174-175°.

Par décomposition catalytique on passe à la *méthyl-1 méthoxy-6 isoquinoléine* qui a été isolée sous forme de picrate, F 203-205° (Rdt 50 %). *Analyse* : $C_{17}H_{14}O_8N_4$, calculé %, C 50,8; H 3,51; N 13,9; trouvé %, C 50,4; H 3,73; N 13,8.

(1) R. Quelet, J. Hoch et Mlle N. Vinot, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1583.

(2) *Ber. dtsch. Chem. Ges.*, 42, 1909, p. 2374.

(3) *U. S. P.*, n° 2 517 800 (8 août 1950) et 2 517 576 (8 août 1950).

(4) Pictet et Gams, *Ber. dtsch. Chem. Ges.*, 43, 1910, p. 2389; Späth, Berger et Kuntara, *Ber. dtsch. Chem. Ges.*, 63, 1930, p. 134.

(5) Späth, Berger et Kuntara, *loc. cit.*

(6) Pomeranz, *Monatsh. Chem.*, 15, 1894, p. 304; 18, 1897, p. 5; Pictet et Kay, *Ber. dtsch. Chem. Ges.*, 42, 1909, p. 1976.

(7) R. Quelet et J. Hoch, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1887.

GÉOLOGIE. — *Sur la présence d'ignimbrites dans le Cameroun occidental.*

Note de M. **Guy Weecksteen**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Le terme d'ignimbrite a été donné par P. Marshall en 1935 à de vastes dépôts de tuf de Nouvelle-Zélande. En 1923, C. N. Fenner avait étudié

des dépôts semblables peu après leur mise en place dans la vallée de « Ten Thousand Smokes » en Alaska.

On considère que des nuées ardentes du type Katmaï, essentiellement composées de cendres, sont à l'origine de ces tufs. Leur consolidation s'est produite immédiatement après leur dépôt, les éléments incandescents se soudant entre eux sous l'influence du propre poids de la formation.

Les massifs volcaniques du Mbam et du Nko-Gam (1), où ont été observées de telles formations, constituent le prolongement septentrional de l'axe volcanique décrit par B. Gèze dans l'Ouest-Cameroun (2). Ils dominent de plus de 100 m le haut-plateau environnant dont l'altitude moyenne est de 1100 m.

Dans le massif du Mbam, ces formations constituent un recouvrement peu épais mais quasi continu sur un relief très accidenté.

Dans le massif du Nko-Gam, au contraire, les ignimbrites qui sont recouvertes par une épaisse coulée basaltique, n'apparaissent qu'en bordure du massif où elles forment un palier horizontal que l'on suit sur une dizaine de kilomètres. La surface supérieure du dépôt est remarquablement plane et ne reflète aucun détail de la topographie antérieure. L'épaisseur de la formation atteint une soixantaine de mètres. On observe à la base un conglomérat grossier contenant des blocs peu roulés provenant soit du socle, soit de coulées andésitiques antérieures. Au-dessus de ce conglomérat, la formation se présente sous un aspect assez uniforme. La roche est compacte, gris clair, elle peut se confondre au premier abord avec une roche effusive, cependant, on observe sur toute l'épaisseur de la formation de petits fragments de roches cristallophylliennes, ainsi que des inclusions vitreuses aplaties. La présence de nombreuses vacuoles allongées horizontalement, ainsi que l'alignement des lambeaux vitreux, font apparaître une fluidalité.

Le caractère hétérogène de la roche ressort par conséquent de l'examen macroscopique; cependant, seule l'étude microscopique révèle sa véritable nature pyroclastique. Les phénocristaux sont généralement brisés; à part quelques cristaux de quartz automorphes appartenant au magma, on n'observe guère que des feldspaths provenant des formations granitiques et migmatitiques sous-jacentes (feldspaths alcalins perthitisés montrant parfois une véritable substitution en damier par l'oligoclase et feldspaths calcoalcalins séricitisés). Les enclaves, qui peuvent dépasser 1 cm, sont des fragments d'andésite et de roche quartzo-feldspathique.

Le fond de la roche est constitué par un verre plus ou moins abondant, fortement coloré par l'oxyde de fer, dans lequel apparaissent des échardes dues à l'éclatement de lapilli dont on reconnaît les faces concaves; suivant leur abondance, la structure est plus ou moins typiquement vitroclastique. Ces échardes sont souvent recristallisées; la cristallisation commence par

la bordure des fragments et l'on observe fréquemment une zone marginale fibreuse ou microcristalline avec un noyau vitreux. A la base du dépôt, les échardes ont tendance à s'aplatir et à s'aligner suivant une pseudo-fluidalité. On note également des zones allongées à structure felsitique dans lesquelles peuvent subsister des structures vitroclastiques. Recristallisation et apparition d'une pseudo-fluidalité sont des caractères spécifiques des ignimbrites.

L'évolution de la structure des ignimbrites du Nko-Gam se résume en une plus grande abondance du verre au sommet de la formation et en un léger aplatissement des échardes à la base, ainsi qu'en l'apparition d'une pseudo-fluidalité. L'épaisseur relativement réduite du dépôt peut expliquer la faible amplitude de ces phénomènes.

Aucun appareil volcanique n'a été mis en évidence et il est vraisemblable que le dépôt a recouvert les fissures par lesquelles les nuées se sont échappées. La présence, localement, de brèches grossières est certainement en relation avec la proximité de ces fissures.

En l'absence de terrains sédimentaires, il est impossible de dater avec quelque précision les ignimbrites du Cameroun occidental. On sait seulement qu'elles sont postérieures aux venues basalto-andésitiques considérées comme paléogènes et antérieures aux basaltes quaternaires. On peut considérer que leur mise en place date du Néogène.

Il convient de noter enfin que les ignimbrites du Cameroun occidental se présentent sous deux aspects morphologiques bien distincts : en dépôts tabulaires du type Nouvelle-Zélande dans le massif du Nko-Gam et en mince recouvrement d'un relief tourmenté, type Sud-Est Idaho, dans le massif du Mbam.

(1) G. WEECKSTEEN, *Carte géologique de reconnaissance du Cameroun au* 1/500 000e, feuille Douala-Est avec Notice expl., 1957; J. GAZEL, V. HOURCQ et M. NICKLÈS, *Carte géologique du Cameroun au* 1/1 000 000e (2 feuilles) avec Notice expl. (*Dir. Mines et Géol. Cameroun*, 1956, Bull. no 2.)

(2) B. GÈZE, *Mém. Mus. Nat. Hist. Nat.*, 17, 1943.

GÉOLOGIE. — *La minéralisation de l'Aïr (Terr. du Niger) et ses relations probables avec la tectonique.* Note de M. **MAURICE RAULAIS**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Chargé par la Direction Fédérale des Mines et de la Géologie de l'Afrique Occidentale Française du levé de la carte géologique de reconnaissance et de l'exploration minière du massif de l'Aïr (d'une superficie de 85 000 km^2 environ), je résume ci-après les principales découvertes minières, gisements ou traces, que j'ai faites depuis 1945.

1. *Cassitérite, wolfram et columbite.* — Gisements dans les massifs du Tarraouadji, d'Elmeki, de Guissat et dans le Doutchi Faynat (région de Timia), exploités depuis 1948 par la Société minière du Dahomey-Niger. Traces de cassitérite à 5 km au Sud du Doutchi Faynat et autour du Mont Agadao. Ces minerais sont liés au *Younger granite* et leur cortège se compose de quartz, topaze, fluorine, avec parfois du béryl, de la pyrite et de la galène.

J'ai découvert de la cassitérite d'origine pegmatitique à Ti-innen'-Tilisdak, ainsi que des traces dans l'oued Térazer, à 15 km à l'Est d'Agadès.

2. *Scheelite.* — Dans les alluvions des ouadi Nassabda, Inafosse, Ti-innen'-Tilisdak, Tomballera, P. Legoux a découvert en 1951, à 22 km au Nord-Est d'Agadès (O. Icercerane), des cipolins minéralisés en scheelite au contact de *vieux* granites calcoalcalins, ce qui indique l'origine probable des traces précédentes.

3. *Or.* — Gisements à Ti-innen'-Tilisdak (d'origine pegmatitique) et entre les monts Aroua et Billett (dykes éruptifs pyriteux, avec or et argent). Traces d'or, liées à des schistes métamorphiques, dans les ouadi Egayagué, Aralgo, Tomballera, Tatouss-Dabaga, Bourreuil; d'autres traces existent dans l'Adrar Amatassa, à Iférouane, au km 222 de la piste Agadès-Bilma, au Boundaye, à Zilalet, au pied Est de l'Adrar Bouss, à 22 et 32 km au Sud de l'Adrar Greboun.

4. *Euxénite.* — Dans le bassin de Tatouss-Dabaga, vraisemblablement liée aux pegmatites à muscovite, monazite, béryl, tourmaline, grenat, magnétite, qui abondent dans la région.

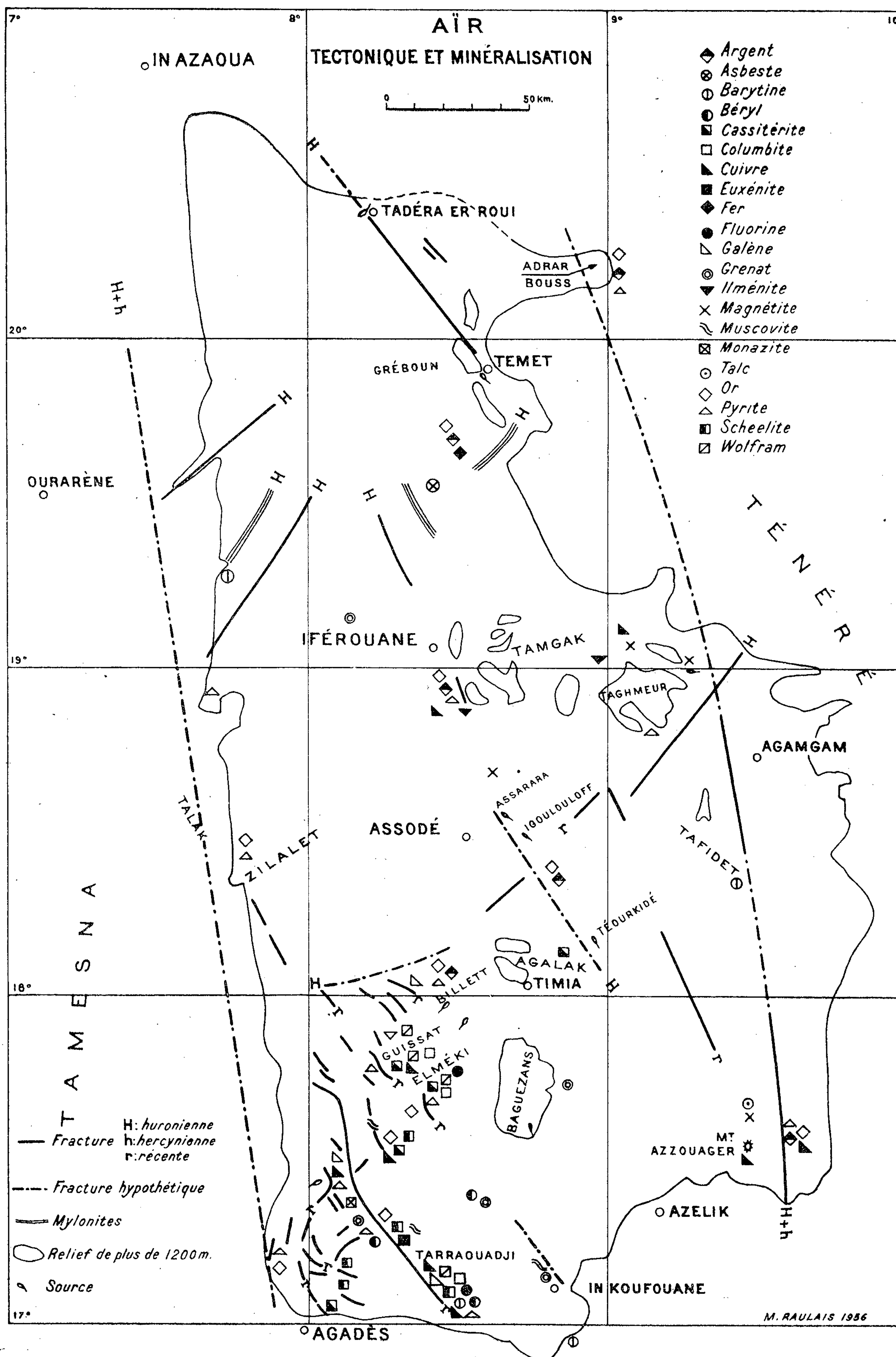
5. *Monazite.* — Surtout abondante dans le bassin de Tatouss-Dabaga.

6. *Galène.* — A Egandaville et Amallettess, dans des filons de quartz dans le *vieux* granite calcoalcalin; au Tarraouadji, en gîte mésothermal, avec pyrite, chalcopyrite, quartz, fluorine, barytine, dans le *Younger granite.*

7. *Cuivre.* — A Guissat (chalcopyrite accompagnant pyrite et marcassite et associée à bornite et covelline). Nombreuses traces d'origines diverses notamment autour des massifs de Taghmeur, du Tamgak (Iférouane, Faodet), du Tarraouadji (In Ouattssa, Beinabou, Tin-Daouine), d'Elmeki, ainsi qu'autour des monts Billett, Aroua, Azzouaguer et dans des galets de conglomérats pharusiens.

8. *Pyrite.* — Entre les monts Billett et Aroua; dans les massifs du Tarraouadji, d'Elmeki, de Guissat, de Bouss; dans les bassins de Beinabou, Tin-Daouine, Tafadet et Zilalet.

9. *Magnétite.* — D'origine filonienne; au Nord et à l'Est du massif de Taghmeur, près de la source Guilkou (puissance, 3 m; longueur de l'ordre du kilomètre), à Agaragueur, au mont Aré.


AÏR
TECTONIQUE ET MINÉRALISATION
0
50 Km.
Argent
Asbeste
Barytine
Béryl
Cassitérite
Columbite
Cuivre
Euxénite
Fer
Fluorine
Galène
Grenat
Ilménite
Magnétite
Muscovite
Monazite
Talc
Or
Pyrite
Scheelite
Wolfram
IN AZAOUA
TADÉRA ER ROUI
ADRAR BOUSS
GRÉBOUN
TEMET
OURARÈNE
IFÉROUANE
TAMGAK
TAGHMEUR
AGAMGAM
ASSODÉ
ASSARARA
IGOULOULOFF
TAFIDET
TÉOURKIDÉ
ZILALET
TALAK
AGALAK
TIMIA
BILLETT
GUISSAT
ELMÉKI
BAGUEZANS
MT AZZOUAGER
AZELIK
TARRAOUADJI
IN KOUFOUANE
AGADÈS
TÉNÉRÉ
TAMESNA
H: huronienne
h: hercynienne
r: récente
Fracture
Fracture hypothétique
Mylonites
Relief de plus de 1200 m.
Source
M. RAULAIS 1956

10. *Ilménite.* — Nombreuses traces, en particulier à l'Ouest des massifs de Taghmeur, Tamgak (Elock), Guissat, liée aux amphibolites.

11. *Autres minéraux.* — Fluorine dans les greisen à cassitérite du Tarraouadji et d'Elmeki; béryl au Tarraouadji, à Tatouss-Dabaga, In-Ouajoud; barytine à In Tamascara, Tarraouadji, Izagane; talc au mont Aré; asbeste à 50 km au Nord-Est d'Iférouane.

Interprétation. — Ces divers gisements semblent liés à la tectonique de l'Aïr (1). En effet, l'Aïr semble être un horst, relevé entre le bassin du Tamesna et le Tenéré, séparé de ces deux zones d'affaissement par des failles sub-parallèles formant des zones de flexure des séries précambriennes, paléozoïques et mésozoïques. A la suite de la rémission des forces tangentielles, il s'est produit une décompression de certaines zones avec formation de dykes et de filons dans les fractures ouvertes. La zone de décompression la plus marquée paraît être le Sud-Ouest; elle serait limitée par une ligne allant d'In Koufouane à Zilalet-Talak et se prolongeant probablement dans le Précambrien en direction d'Ourarène. C'est dans cette région que se situe un grand nombre des gisements signalés plus haut (*cf.* carte). D'autres sont en liaison avec le *Younger granite* alcalin à biotite; d'autres, enfin, se rencontrent autour des massifs de vieux granites et le long des failles bordières du horst. L'âge initial de ces accidents serait hercynien (1) et ils auraient rejoué depuis lors; une partie de ces minéralisations seraient donc posthercyniennes, sans qu'on puisse leur assigner un âge plus précis.

Ces diverses observations tectoniques sont susceptibles, semble-t-il, d'orienter à l'intérieur de l'Aïr ou à sa périphérie, les recherches de minéralisations y compris l'uranium et le pétrole.

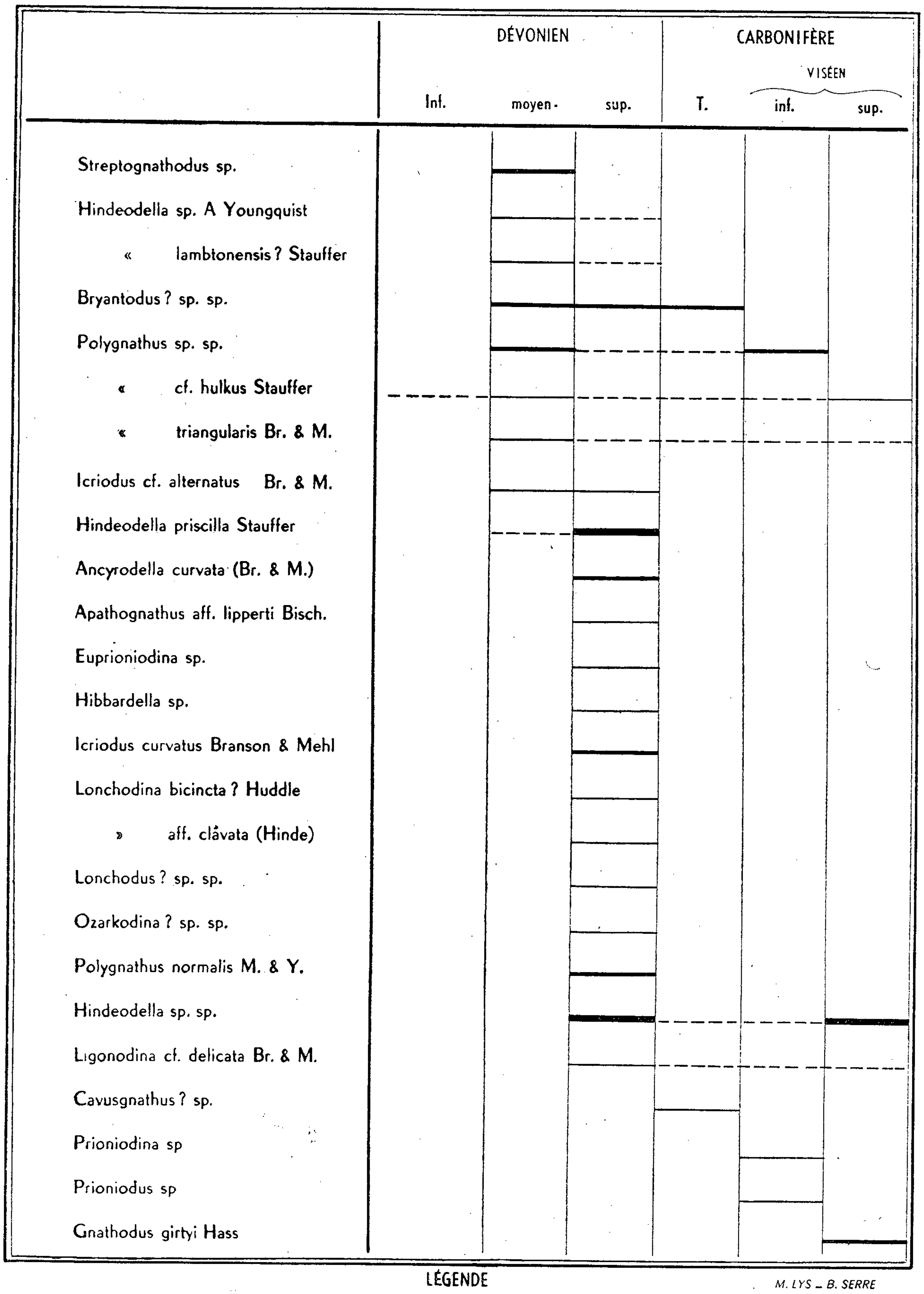
(1) M. RAULAIS, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 291.

GÉOLOGIE. — *Présence de Conodontes dans le Paléozoïque du Sahara (région d'Adrar-Tanezrouft).* Note de M. **MAURICE LYS** et Mme **BERNADETTE SERRE**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Découverte de Conodontes déterminés pour la première fois dans le Paléozoïque du Sahara. Le Dévonien supérieur particulièrement se signale par une association et une fréquence caractéristiques.

L'étude micropaléontologique des matériaux récoltés au cours de missions (1) de recherches pétrolières au Sahara dans la région d'Adrar-Tanezrouft nous a permis dès 1954 de dégager outre les foraminifères et ostracodes, un certain nombre de microorganismes et en particulier des Conodontes. Ces organismes, relativement rares et peu connus dans ces régions, se présentent surtout dans des faciès calcaires; ils affectionnent plus parti-

CONODONTES DU DÉVONIEN-CARBONIFÈRE DU SAHARA (ADRAR-TANEZROUFT)



LÉGENDE — M. LYS – B. SERRE

Fréquence < 3 individus ———— Fréquence > 8 individus ————

Fréquence > 3 < 8 individus ———— Extension possible — — — —

culièrement les milieux calcaires vaseux à Ptéropodes ou les calcaires à débris organiques, mais on peut les rencontrer dans les calcaires schisteux, argileux ou gréseux.

Les 14 genres et 26 espèces, trouvés et déterminés pour la première fois au Sahara, permettent de distinguer nettement :

Le Dévonien moyen, à *Anarcestes rouvillei*;

Le Dévonien supérieur, à *Spirifer Verneuili* et *Manticoceras*;

Le Viséen supérieur, à *Productus giganteus*;

Certains ont été reconnus également dans le Tournaisien et le Viséen inférieur, mais avec une fréquence moins grande due à des conditions de faciès différentes.

Leur fréquence est indiquée dans le tableau et se rapporte à un nombre d'individus par 40 g environ de roche traitée.

La précision stratigraphique de certains genres ou espèces est suffisamment grande pour venir recouper les données paléontologiques fournies par macrofaunes et microfaunes.

Le Dévonien supérieur se distingue particulièrement par une association de formes caractéristiques qui tranche nettement avec les autres niveaux (*Icriodus curvatus* Branson et Mehl, *Polygnathus normalis* Miller et Youngquist, *Ancyrodella curvata* Branson et Mehl. Le Viséen supérieur semble se caractériser par *Gnathodus girtyi* Hass.

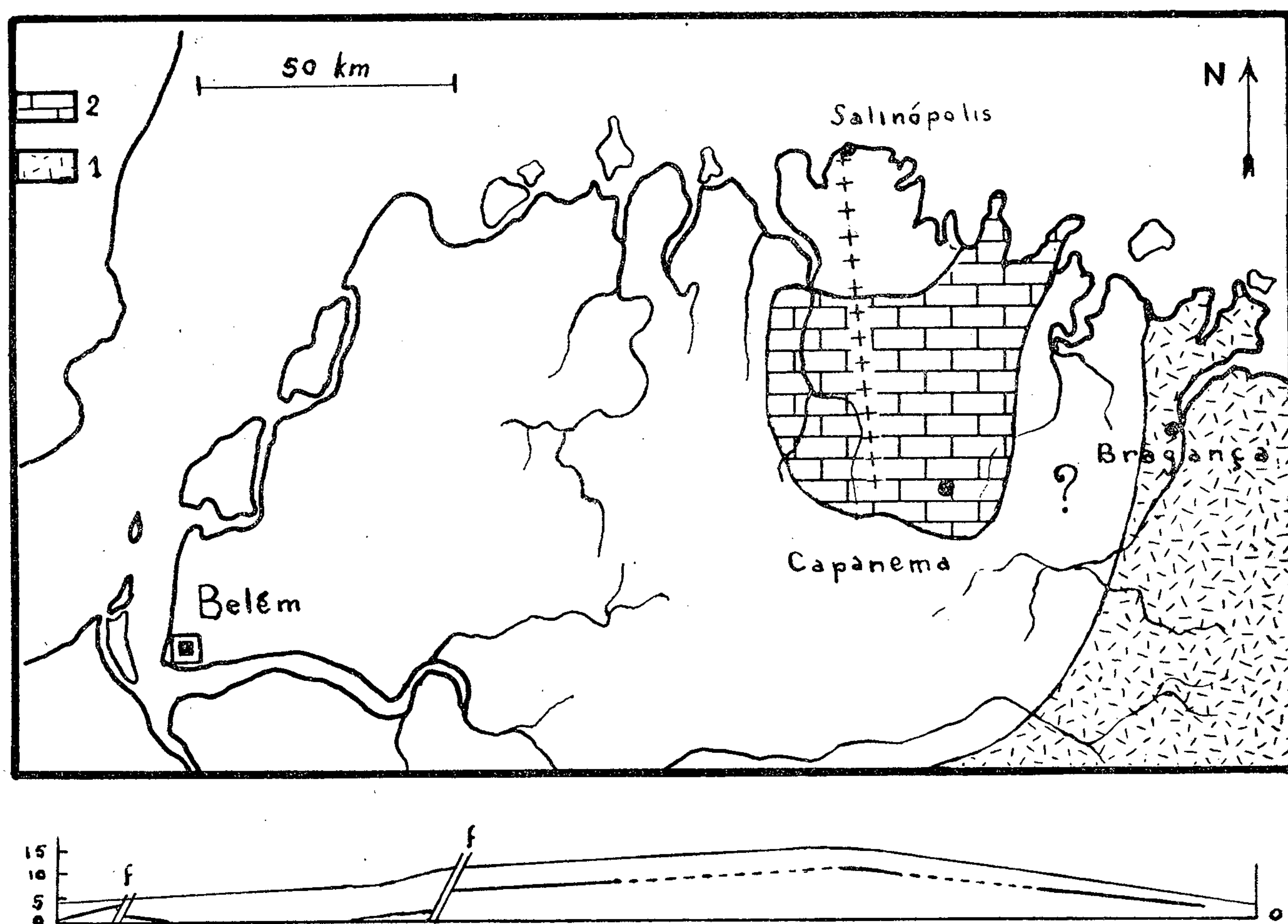
(1) Missions exécutées par le Bureau des Études géologiques de l'Institut Français du Pétrole pour le Bureau de Recherches de Pétrole.

GÉOLOGIE. — *Un plissement dysharmonique post-Miocène à l'embouchure de l'Amazone*. Note de M. **Jean Pimienta**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Le littoral de la rive Sud-Est du *graben* de l'Amazone est riche en croûtes latéritiques cuirassant des nappes de galets et formant plusieurs niveaux au-dessus du Miocène marin. Un de ces bancs paraît dessiner un anticlinal, montrant que le tassement des sédiments dans le *graben* s'est accompagné d'un décollement des couches récentes.

L'Amazone est bordée sur chaque rive de failles parallèles délimitant un classique *graben* en marche d'escalier. Outre l'Archéen et le Siluro-Dévonien, ces failles affectent un remplissage sédimentaire plus récent : Permo-Carbonifère à faciès salifère interstratifié de coulées de roches vertes qui le rendent rigide, et vers l'aval Secondaire et Tertiaire détritique à faciès continental, alternant près de l'embouchure avec des passées marines. Observables dans les séries anciennes des bords du *graben*, ces failles ont été retrouvées par les sondages au centre de celui-ci sous les alluvions récentes. Elles sont recoupées par un réseau de cassures à peu près perpendiculaires.

La mobilité tectonique du *graben*, déjà bien connue, s'oppose à la remarquable stabilité du bouclier brésilien. H. O' R. Sernberg a montré en effet que les compartiments faillés continuaient à jouer, car les failles les délimitant produisent des ressauts non encore aplanis par l'érosion, qui déterminent la direction des cours d'eau. Son texte est illustré de photos aériennes d'un réseau hydrographique dont l'aspect est celui du réseau de failles orthogonales qu'il épouse [1].



En haut, esquisse géologique de la région « bragantine » : 1, cristallin; 2, Miocène; les croix représentent l'axe anticlinal. *En dessous*, l'anticlinal de la falaise littorale à Salinópolis affectant un banc de cailloutis (représenté en tiretés quand il est caché par les éboulis); *f*, faille; O O, niveau de haute mer. (Hauteurs doublées.)

Mais il n'avait été décrit jusqu'à présent que des déplacements verticaux de compartiments rigides. L'observation présentée ici concerne pour la première fois un plissement récent souple. Elle a été effectuée à Salinópolis sur le versant d'une falaise littorale près de la bordure Sud-Est du *graben*. Les limons et sables fins qui composent la falaise sont post-miocènes, car ils surmontent un calcaire fossilifère déposé lors d'une transgression marine ayant recouvert la partie aval du *graben* et dont la faune, actuellement étudiée par M[me] Ledoux, est du sommet du Miocène ou de la base du Pliocène. Le complexe continental englobe vraisemblablement Pliocène et Quaternaire.

A. T. Guerra avait déjà observé dans cette falaise un lit de petits galets surmontés d'une croûte de latérite. En quartz arrondi et poli, ces galets forment une strate continue, mais dont l'épaisseur varie de 5 à 50 cm. La croûte de latérite est formée de blocs discontinus. Elle débute au niveau même des galets, si bien que la base en est un grès ou poudingue quartzeux à ciment ferrugineux. Un tel dépôt est certainement celui d'un sol dénudé à fort ruissellement. Ces niveaux couvrent d'ailleurs de très grandes surfaces dans la région où on les appelle « les grès du Para ».

Ils dessinent un anticlinal, dont l'axe paraît normal au plan de la falaise. Le flanc Est étant accidenté de failles, il ne semble pas qu'il puisse s'agir d'un sol établi sur un relief préexistant. D'ailleurs dans ce cas ce sol se serait établi sur un versant qui n'existe pas, puisque le sommet de la falaise est le point culminant. Comme, au contraire, le relief de la colline coupée par la falaise suit le pendage du flanc de l'anticlinal, il est nécessairement la conséquence du plissement. Ce fait n'implique d'ailleurs pas un pli aussi jeune que si cette colline était située en Afrique du Nord par exemple, l'évolution des versants sous le climat tropical actuel étant lente.

Cet anticlinal normal au rivage, et dont l'axe paraît suivre par conséquent la direction du *graben*, permet de mieux comprendre la « région bragantine » (région littorale à l'Est de Belém). Ce serait lui (ou un plissement parallèle) qui ferait affleurer le Miocène de Capanema, peut-être en « boutonnière » au milieu de formations plus récentes. Dominant de 100 ou 200 m la vallée de l'Amazone, cette région doit être surélevée par un rejeu récent. D'ailleurs l'observation du réseau hydrographique prouve la jeunesse du relief. Dans la partie haute les vallées entaillent en effet une croûte latéritique résistante, enterrée à peu de profondeur sous des sables et des limons et paraissant relativement continue; elles se sont donc formées postérieurement à ce dernier niveau de latéritisation. Dans les plaines autour de Belém au contraire, les tranchées des chemins en déblai montrent que la latérite a cuirassé des croupes et des vallées arrondies, existant par conséquent antérieurement.

Les failles compliquant le flanc Est de l'anticlinal de Salinópolis, du côté où celui-ci s'appuie contre le bord du *graben*, montrent aussi l'influence déterminante des cassures profondes continuant à jouer et affectant même les couches les plus superficielles. Mais il ressort de la présence de cet anticlinal que le tassement des sédiments dans le *graben* s'est accompagné — au moins à l'extrémité aval de celui-ci — d'un soulèvement dysharmonique en rides longitudinales, affectant les couches supérieures encore souples.

S'ils sont généralisés, de tels plissements pourraient offrir de meilleures chances de réussite à la prospection pétrolière entreprise dans le *graben*.

(1) *Revista brasileira de geografia*, 1950, p. 512-534, et *Academia brasileira de Ciências*, 1953, p. 442-453.

GÉOPHYSIQUE. — *Sur la période propre des oscillations sphéroïdales de la Terre.* Note de M^me **Nelly Jobert**, présentée par M. Charles Maurain.

Nous avons déjà évalué ([1]), en utilisant le principe de Rayleigh, la période des oscillations de rotation [1^re classe, mode 2 selon H. Lamb ([2])] de la Terre, compte tenu des valeurs données par K. Bullen ([3]) pour l'intérieur du Globe.

La même méthode (en prenant pour solution d'essai celle qui convient à une sphère homogène ayant les propriétés moyennes de la Terre) a été appliquée aux oscillations sphéroïdales (2^e classe, mode 2, selon H. Lamb) d'une coque sphérique homogène à noyau vide ayant les propriétés moyennes du manteau terrestre :

Vitesse des ondes S : $V_s = 6,5$ km/s;

Rayon de la surface extérieure : $a = 6\,371$ km;

Rayon de la surface intérieure : $b = 3\,473$ km;

Coefficient de Poisson : $\sigma = 0,25$.

On trouve une période de 51,3 mn ($ka = 2\pi a/V_s T = 2,03$) alors que la période obtenue par un calcul exact est :

$$T = 56,8 \text{ mn } (ka = 1,805).$$

Le calcul approché donne dans ce cas le résultat avec une erreur par défaut de 10 %.

Il convenait donc de chercher une solution d'essai plus proche de la réalité. La solution choisie est la solution exacte du modèle suivant :

Noyau liquide homogène, rayon : $b = 3\,473$ km;

Densité : ρ_0;

Coefficients de Lamé : λ_0, $\mu_0 = 0$ ($\sigma = 0,5$);

$$\left(\frac{\lambda_0}{\rho_0}\right)^{\frac{1}{2}} = 9,3 \text{ km/s}.$$

Manteau élastique homogène, surface : $a = 6\,371$ km;

Densité : ρ_1;

Coefficients de Lamé : $\lambda_1 = \mu_1$ ($\sigma = 0,25$);

$$\left(\frac{\mu_1}{\rho_1}\right)^{\frac{1}{2}} = 6,5 \text{ km/s}$$

et

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_1} = 4,918, \qquad \frac{\rho_0}{\rho_1} = 2,4.$$

Le calcul exact de la période donne :

$$T = 71 \text{ mn}.$$

L'augmentation de période par rapport au modèle à noyau vide vient de ce que le noyau liquide a une inertie considérable : il participe pour 1/3 à l'énergie cinétique totale, alors que son énergie potentielle est pratiquement négligeable.

Le déplacement correspondant à ce modèle a été pris comme solution d'essai; l'application du principe de Rayleigh en utilisant les données de K. Bullen donne alors

$$T = 66 \text{ mn}.$$

Il reste à tenir compte de l'effet de la gravitation sur la période. En attendant de calculer, avec les données de K. Bullen, la variation d'énergie potentielle, on peut estimer, d'après les calculs faits par différents auteurs ([4]), ([5]), que cet effet est une diminution de période de l'ordre de 6 mn. La période des oscillations sphéroïdales de la Terre serait alors de l'ordre de 60 mn, donc voisine de la période (57 mn) des grandes oscillations enregistrées par H. Benioff, à la suite du séisme du 4 novembre 1952 ([6]).

([1]) N. Jobert, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1230.
([2]) *Lond. Math. Soc. Proc.*, 13, 1882; 14, 1883.
([3]) *An. Introduction to the Theory of Seismology*, Cambr. Univ. Press, 1953.
([4]) T. J. I. A. Bromwich, *Lond. Math. Soc. Proc.*, 30, 1899.
([5]) A. E. H. Love, *Some Problems of Geodynamics*.
([6]) H. Benioff, B. Gutenberg and C. F. Richter, *Trans. Am. Geoph. Univ.*, 35, n° 6, part. 1, p. 984.

GÉOPHYSIQUE. — *Sur l'âge absolu de deux granites de la chaîne des Vosges.*

Note de Mme **Arlette Hée**, MM. **André Coche**, **Michel Jarovoy** et **Robert Kraemer**, présentée par M. Charles Maurain.

Nous avons utilisé la méthode préconisée par E. S. Larsen, J. Keevil et H. Harrison ([1]) pour déterminer l'âge absolu des granites de Natzwiller et d'Andlau appartenant tous les deux au Massif du Champ du Feu. La formule utilisée est

$$t(\text{âge en } 10^6 \text{ ans}) = \frac{m_{\text{Pb total}}}{N_U + 1,35\, N_{Th}}\, 2660.$$

Pour réaliser cette méthode, il faut :

1° Extraire les zircons de la roche : Cette opération, délicate en général, a été simplifiée, dans le cas de ces granites, en utilisant les arènes recueillies en des endroits tels qu'il n'y a pas à craindre la présence de minéraux de provenance étrangère aux roches étudiées.

2° Déterminer l'activité α des zircons : Le nombre total de rayons α émis par milligramme de zircon et par heure a été déterminé avec de la

poudre de zircons (grains de 5 μ environ) disposée en couches minces ou épaisses, soit à l'aide d'une chambre d'ionisation associée à un amplificateur proportionnel, soit par la méthode photographique. Cette dernière méthode permet de déterminer approximativement le rapport N_{Th}/N_{U} dans les zircons étudiés.

3° Déterminer la masse de plomb radiogénique par gramme de zircon : Exceptionnellement, parce que les zircons ne renferment pas de ^{204}Pb, cette détermination peut se faire avec un spectrographe optique. Des analyses spectrales ont été faites en collaboration avec le personnel du Centre d'études et de recherches des Charbonnages de France en utilisant un spectrographe à réseau 2 M-ARL (2).

Les analyses quantitatives des zircons de Natzwiller n'ont présenté aucune difficulté car les spectres ont une raie du plomb 2 833 Å très nette et de même intensité d'un spectre à l'autre. Au contraire, les spectres des zircons d'Andlau offrent une raie 2 833 Å d'intensité variable suivant les cristaux utilisés. Une étude très poussée nous a montré que seuls les zircons qui sont parfaitement transparents à la loupe binoculaire permettent d'obtenir des valeurs homogènes aussi bien en ce qui concerne le plomb que la radioactivité. C'est ainsi que des mesures faites avec plusieurs lots de cristaux ont fourni des chiffres nettement différents suivant que ces lots étaient formés d'éléments tous transparents ou qu'ils renfermaient des cristaux plus ou moins tachetés. La radioactivité a varié de 1 à 5 et la masse de plomb de 1 à 10 et même davantage. L'étude photographique a montré qu'on avait affaire à des grains d'une substance très riche en thorium.

Un rapport détaillé de ces recherches paraîtra prochainement. Les résultats des mesures figurent dans le tableau ci-dessous :

	N_U (mg/h).	N_{Th} (mg/h).	m_{Pb} (p. p. m.).	t (10^6 ans).	Erreur (10^6 ans).
Granite de Natzwiller	279	287	80 ± 5	320	± 20
	292	300	»	305	
	304	313	»	293	
Granite d'Andlau	355	159	45 ± 6	215	± 25
	301	132	»	250	

Des mesures sont actuellement en cours sur les autres granites du Massif du Champ du Feu.

(1) *Bull. Soc. Géol. Amer.*, 63, 1952, p. 1045-1052.

(2) Mme Nicole Saillard, G. Scheibling et Mme Arlette Hée, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 609.

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Sur le dosage chimique de l'ozone atmosphérique.* Note de M^{lle} **Olga Tanaevsky** et M^{me} **Arlette Vassy**, présentée par M. Eugène Darmois.

Des expériences comparatives ont montré que la présence du peroxyde d'azote dans l'air n'est pas une cause d'erreur dans le dosage chimique de l'ozone.

A la station scientifique du Val-Joyeux, un appareil automatique pour le dosage de l'ozone dans l'air au niveau du sol ([1]) fonctionne de façon continue depuis 1953. Dans le programme de l'Année Géophysique Internationale, de tels dosages ont été prévus, et une série d'appareils du même type a été construite; ils vont être mis en service dans diverses stations françaises; aussi avons-nous voulu nous entourer d'un certain nombre de contrôles pour vérifier l'exactitude des résultats donnés par ces instruments.

Une première vérification a été faite en effectuant simultanément un dosage par un procédé spectrographique; les résultats se sont montrés satisfaisants, sauf par vent nul ([2]).

Une autre vérification s'imposait; on sait que la décomposition de l'iodure de potassium peut être provoquée non seulement par l'ozone, mais aussi par les oxydes d'azote, NO_2 en particulier, qui existent dans l'atmosphère sous une concentration qui peut être du même ordre que celle de l'ozone. I. G. Bowen et V. H. Regener ([3]) ont montré que la vitesse de réaction avec NO_2 est 20 fois plus faible qu'avec l'ozone et que l'erreur commise ne peut donc pas dépasser 5 %; mais on peut encore diminuer cette erreur en tamponnant la solution de dosage par addition de phosphates de sodium; notre solution contient 3 g de phosphate monosodique et 3,6 g de phosphate disodique par litre.

L'une de nous ([4]) a installé au laboratoire un appareil de dosage du peroxyde d'azote dans l'atmosphère; les teneurs trouvées sont plus faibles à la campagne que dans une agglomération urbaine, circonstance favorable puisque tous les appareils mis en service pendant l'Année Géophysique sont éloignés des villes.

Pour contrôler l'effet de NO_2 sur le dosage de l'ozone, nous avons installé, sur la même prise d'air, deux appareils continus de dosage de l'ozone identiques; mais entre la prise d'air et l'un des appareils, on a placé une solution contenant de l'huile de bois de Chine, absorbant le peroxyde d'azote. Une expérience préliminaire avait montré que cette huile absorbe totalement le NO_2; d'autre part, J. Hyman et T. Grennfield ([5]) avaient montré que l'huile de bois de Chine n'absorbe pas l'ozone.

Par ailleurs, on dosait simultanément le peroxyde d'azote de l'air par la méthode indiquée plus haut ([4]). Les expériences ont été faites au

Val-Joyeux les 6 novembre 1956 et 18 décembre 1956; les teneurs en NO_2 trouvées étaient respectivement $0,9.10^{-8}$ et $0,3.10^{-8}$, soit des valeurs relativement élevées pour la campagne. Les deux appareils de dosage de l'ozone ont donné des résultats identiques : une concentration de $2,7.10^{-8}$ le 6 novembre 1956 et de $2,6.10^{-8}$ le 18 décembre 1956.

Nous en concluons donc que nos mesures ne sont pas perturbées par la présence de peroxyde d'azote dans l'atmosphère, au moins pour des teneurs inférieures à 10^{-8}. En même temps, nous avons vérifié que l'huile de bois de Chine n'absorbe pas l'ozone.

(1) J. Carbenay et A. Vassy, *Ann. Géoph.*, 9, 1953, p. 300.
(2) I. Rasool et A. Vassy, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 298.
(3) *J. Geoph. Res.*, 56, 1951, p. 307.
(4) O. Tanaevsky, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1348.
(5) *Ind. Eng. Chemistry*, 20, 1935, p. 238.

MÉTÉOROLOGIE. — *Observations sur le déclenchement de la pluie.* Note de M. **Hubert Garrigue**, présentée par M. Charles Maurain.

La pluie se déclenche, par vent et brouillard convenables, dans la traînée turbulente créée par la tour en construction au sommet du Puy de Dôme, haute actuellement de 50 m.

On a signalé (1) comment on avait conclu que la turbulence sous le vent d'une nappe de câbles installés au sommet du Puy de Dôme à une dizaine de mètres au-dessus du sol (2) était responsable de l'apparition très locale de pluie, par temps de brouillard. Des essais au moyen de fusées volantes avaient confirmé ce rôle joué par la turbulence.

D'autres essais, à bord de planeur en vol (3) avaient montré qu'on pouvait également obtenir la pluie par ensemencement d'une masse nuageuse à température positive, au moyen de poudre inerte.

Or, le 5 janvier 1957, au cours d'un vol de prospection à moyenne altitude, sur avion, il a été donné d'observer un phénomène très net du même ordre que les précédents, mais à une échelle plus importante.

Voici les conditions d'observation et les résultats.

A 15 h 30 mn, altitude de vol : 1500 m, température + 10° C. Ascendances d'onde au voisinage du sommet du Puy de Dôme, 2 m/s. Ondes stationnaires visualisées par les ondulations de la mer de nuages. La « longueur d'onde » est de l'ordre de 1500 m, l'amplitude, c'est-à-dire le creux des ondulations, de l'ordre de 200 m. Le reste de la mer de nuages, illimitée en apparence vers l'Ouest, trouée vers l'Est de la chaîne des Dômes, est plate et légèrement granulée. Nébulosité vers le bas : 6/8e; vers le haut : 7/8e, avec cirro-cumulus, cumulus lenticulaires, voiles partiels d'alto-

stratus, voiles de cirrus, cirrus en bandes. L'altitude du plafond supérieur de la mer de nuages est de 1500 m. La couche moyenne est à 4 000 m et la couche supérieure vers 8 000 m. Vent de Ouest-Sud-Ouest estimé, d'après la dérive de l'aéronef, à 50 km/h (à la station du sommet du Puy de Dôme, vent observé : Ouest, 25 à 30 nœuds, soit 37 à 46 km/h). A 16 h, altitude de vol : 3 000 m, température + 3° C. Ascendances de voiles de nuages moyens, 1,5 m/s.

A 15 h 30 mn, on a observé pendant une dizaine de minutes, à la verticale du lieu, le sommet de la tour en construction, sur le Puy de Dôme, qui seul émergeait. Le brouillard, très épais (visibilité estimée à quelques mètres), épousait la forme de la montagne et retombait lourdement sur la face Est. Mais dans le vent de la tour, se dessinait une trouée claire très visible sur 500 m de longueur. Sa largeur était à peu près constante, de l'ordre de 10 à 30 m, sa profondeur allait de quelques mètres, au départ du sommet émergeant de la tour, à 200 m environ, c'est-à-dire jusqu'au sol, vers la base du Puy de Dôme, qu'on pouvait ainsi entrevoir.

La même observation a été répétée à 17 h, de 2 000 m d'altitude. La trouée claire, cette fois de forme triangulaire, étroite au départ, s'étalait dans la direction du vent, sur une largeur qui atteignait une centaine de mètres, à 500 m de distance du sommet de la tour.

Dans la première observation, la séparation entre la zone claire et le brouillard adjacent apparaissait parfaitement nette; dans la seconde, cette séparation était diffuse.

Une incursion en pilotage sans visibilité dans cette zone — malheureusement dangereuse à cause de courants rabattants de l'ordre de 5 m/s, de la turbulence violente et du brouillard — a donné la cause du phénomène : il pleuvait dans la zone claire. En dehors de cette zone, le brouillard était très mouillant, mais il ne pleuvait pas et la visibilité était négligeable.

En conclusion, il est hors de doute que la turbulence a joué un rôle dans le phénomène observé. L'action de coalescence du brouillard est ici très rapide et sa vitesse doit dépendre de l'état de turbulence de l'atmosphère, c'est-à-dire, en grande partie, pour le cas observé, de la vitesse du vent.

Cependant, il est possible que d'autres causes soient intervenues : la tour du sommet du Puy de Dôme n'est pas terminée, les ouvertures sont libres, le vent s'engouffrant soulevait la poussière qui existait partout à l'intérieur de la construction au moment des observations et l'expulsait à l'air libre. Il se peut donc que cette poussière ait également joué un rôle dans le déclenchement de la pluie, en même temps que la turbulence.

(1) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1658.

(2) H. Garrigue, R. Poyart, P. Hautefeuille, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 593; *Rev. Gén. Électr.*, 59, n° 10, 1950, p. 454-456.

(3) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1092.

HISTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur l'édification du rameau florifère du* Xanthium pennsylvanicum *Wallr.* (*Ambrosiacées*). Note (*) de M^me **Arlette Lance**, présentée par M. Roger Heim.

Au début de la phase préflorale, l'anneau initial s'épuise après avoir fourni des organes latéraux à l'aisselle desquels se développent des méristèmes inflorescentiels de fleurs femelles. Les protubérances florales mâles et femelles naissent de cloisonnements périclines de la première assise du *corpus*; les pièces florales sont initiées par la deuxième assise tunicale.

Bien que la floraison du *Xanthium pennsylvanicum* soit favorisée par des nuits longues, elle tend à se faire quand la période obscure naturelle est supérieure à 8 h 30 (Naylor). Cette condition est réalisée, sous nos latitudes, au début juillet. Nous avons donc suivi l'évolution du méristème dès que la photopériode naturelle permet la floraison. Nos plantes, semées au milieu de mai, avaient 15 à 18 feuilles lorsqu'apparurent les premiers indices de transformation apicale.

Les mitoses, d'abord localisées essentiellement sur les flancs du méristème, envahissent la zone axiale; l'apex se soulève légèrement (*fig.* 1 *a*). Les différences cytologiques peu accusées entre l'anneau initial et le méristème d'attente s'amenuisent encore; les plastes régressent, les vacuoles axiales se réduisent (*fig.* 1 *b*). C'est la phase préflorale.

Les feuilles, en cours d'initiation poursuivent leur croissance. L'anneau initial en forme deux ou trois nouvelles mais, il ne se restaure plus à leur aisselle. *Le fonctionnement plastochronique s'estompe et disparaît.* Les cellules résiduelles de l'ancien méristème de flanc s'épuise en fournissant encore deux ou trois organes latéraux à l'aspect de feuilles rudimentaires. Ces organes, initiés par un apex en voie de transformation, sont d'autant plus réduits que leur initiation est plus tardive. La transformation apicale préflorale inhibe donc l'organogenèse foliaire. Mais, sous les conditions photopériodiques ci-dessus signalées, *la phase préflorale s'établit lentement et l'anneau initial ne disparaît qu'après avoir formé un nombre appréciable d'organes latéraux simplifiés.*

L'étude ontogénique permet donc de saisir à quel moment s'estompe le fonctionnement plastochronique et quels organes l'anneau initial met en place avant de disparaître.

Les cellules du méristème médullaire végétatif se différencient en cellules de moelle; l'activité mitotique s'affirme dans le méristème d'attente. La *tunica* connaît de fréquentes mitoses anticlines, le *corpus* prolifère activement et forme, dès lors, tous les tissus médullaires. Le méristème préfloral à peine établi initie, sur ses flancs, sans soubassement préalable, par des mitoses périclines sous-épidermiques, des organes latéraux dont

la taille ne dépasse jamais quelques millimètres : ce sont des bractése involucrales.

Les parties basales du *corpus* se vacuolisent en se différenciant; le méristème se répartit en un manchon périphérique où se localise l'activité prolifératrice (*fig.* 2).

Au début de la phase préflorale, une nette reprise d'activité se manifeste tant dans la tunica que dans le corpus; mais, très tôt, la prolifération se limite aux zones superficielles, seules.

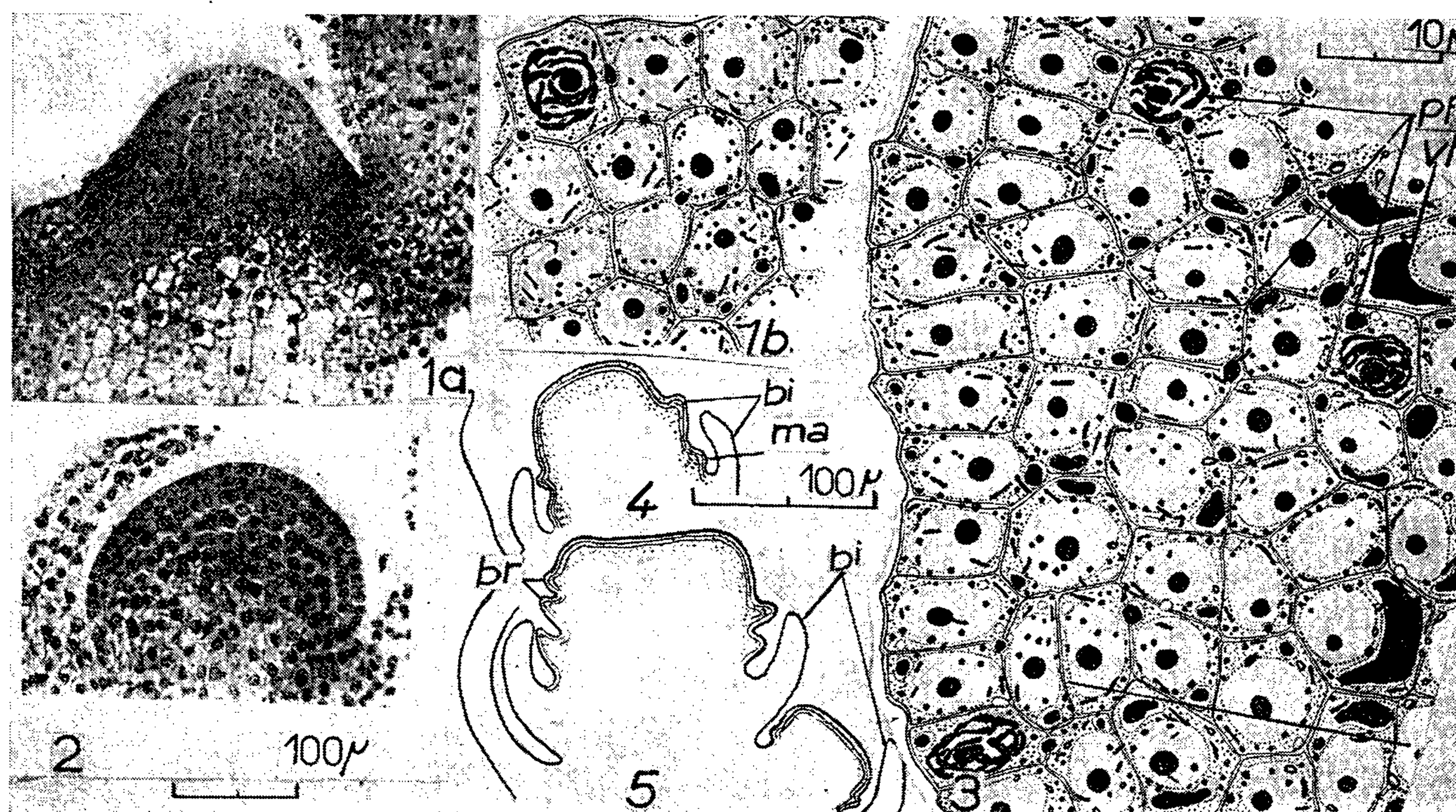


Fig. 1 *a* : Début de phase préflorale (Navachine-hématoxyline); 1 *b* : Cytologie des cellules axiales au début de la phase préflorale (Regaud-fuchsine d'Altmann); Fig. 2 : Phase préflorale plus avancée (Navachine-hématoxyline); Fig. 3 : Initiation d'une bractée réceptaculaire (*pb*) et d'une protubérance florale (*pf*) mâle (Regaud-fuchsine d'Altmann); Fig. 4 et 5 : *Voir* texte. *bi* : bractée involucrale; *br* : bractée réceptaculaire; *ma* : méristème axillaire; *vt* : vacuole tannifère.

Dès que le méristème terminal atteint environ 130 μ de hauteur, il forme, à l'aisselle des dernières bractées, des méristèmes nouveaux, par des divisions périclines de la première assise du *corpus* et des zones plus profondes. Ces méristèmes ont une activité mitotique uniforme; toutes leurs cellules montrent un chondriome homogène et de gros nucléoles : aucune zonation n'apparaît. Ils sont d'emblée préfloraux. Après une phase de prolifération active, leurs cellules centrales se vacuolisent, tandis que naissent, sur leurs flancs, 5 à 6 bractées involucrales d'origine sous-épidermique. Ils évoluent ultérieurement comme le méristème terminal.

La parenchymatisation centrale et une prolifération superficielle permettent donc au méristème terminal (et à ses bourgeons latéraux) d'acquérir une taille importante. Lorsque le méristème terminal atteint 650

à 700 μ de hauteur, après avoir initié de nouvelles bractées involucrales, il forme, de bas en haut, les protubérances florales mâles et leurs bractées réceptaculaires.

Des mitoses périclines de la deuxième assise tunicale initient la bractée réceptaculaire (*fig.* 3 *pb*); *de la première assise du corpus naît la protubérance florale* (*fig.* 3 *pf*). Des mitoses profondes s'associent à l'activité du *corpus* superficiel. Un massif uniformément méristématique se constitue. Des mitoses périclines de la deuxième assise tunicale forment, plus tard, la corolle, puis sur le flanc interne de celle-ci, l'androcée, enfin, dans la partie centrale de la jeune fleur, une ébauche de gynécée, réduit à un style rudimentaire.

Les fleurs femelles naissent de méristèmes formés à l'aisselle des organes latéraux, mis en place par l'anneau initial, soit en fin de période végétative, soit au début de la phase préflorale. Dès leur initiation ces méristèmes axillaires préfloraux prolifèrent activement, sur toute leur étendue; précocement, leurs tissus centraux se vacuolisent en se différenciant. Le méristème inflorescentiel femelle forme, successivement, sur ses flancs quelques bractées, par des divisions périclines sous-épidermiques. Des mitoses périclines de l'assise externe du *corpus*, initient de nouveaux méristèmes axillaires (*fig.* 4, *bi* et *ma*), d'emblée préfloraux, évoluant comme le méristème préfloral femelle principal. La prolifération des zones superficielles (*tunica* et parties externes du *corpus*) accroît les dimensions du méristème; le *corpus* s'harmonise à cette croissance par une vacuolisation, un grandissement et une différenciation cellulaires accentués. La zone périphérique dédifférenciée se couvre, de bas en haut, de protubérances en forme d'épines, initiées par des mitoses périclines sous-épidermiques (*fig.* 5 *br*). Ces organes, nés tardivement, sur un méristème où la répartition en un manchon périphérique est réalisée, se forment donc, sur un vrai réceptacle. Ils sont homologables aux bractées réceptaculaires de l'inflorescence mâle.

La dernière bractée réceptaculaire formée, deux bourrelets circulaires, d'origine sous-épidermique, ébauchent, dans la partie supérieure du méristème, les deux branches du rostre surmontant le fruit. A l'intérieur de celles-ci, des mitoses périclines de l'assise externe du *corpus* soulèvent les protubérances florales de chacune des deux fleurs femelles. Des divisions périclines sous-épidermiques initient, plus tard, un périanthe (d'ailleurs abortif). Il n'existe ni calice ni androcée. Le gynécée d'origine sous-épidermique naît à l'intérieur du rebord marginal formé par le périanthe.

En résumé : au début de la phase préflorale, l'anneau initial s'épuise en fournissant un certain nombre d'organes latéraux, tandis que les zones axiales se dédifférencient. La vacuolisation des parties centrales du *corpus* étant précoce, l'activité proliférative se répartit rapidement dans les

zones superficielles. Les méristèmes latéraux nés à l'aisselle d'organes initiés à la fin de la période végétative ou au début de la phase préflorale, évoluent en méristèmes inflorescentiels femelles. La ramification du méristème inflorescentiel terminal (mâle) et celle des méristèmes latéraux (femelles) s'établit à partir de mitoses périclines de la première assise du *corpus* qui initie aussi les protubérances florales. La deuxième assise tunicale forme les pièces florales des fleurs mâles et des fleurs femelles.

(*) Séance du 4 février 1957.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Orchidacées. Développement de l'embryon chez le* Cephalanthera ensifolia *Rich.* Note (*) de M^lle **Yvonne Veyret**, présentée par M. René Souèges.

Le développement embryonnaire du *Cephalanthera ensifolia* Rich. ne présente pas de différences essentielles avec celui du *Limodorum abortivum* Sw. Il en diffère cependant par quelques caractères secondaires, de fréquence variable : la segmentation longitudinale de *n'*, la formation incomplète d'octants, un état plus rudimentaire de l'embryon dans la graine mûre.

Aucune publication, à notre connaissance, ne fait mention d'observations embryogéniques sur le genre *Cephalanthera*. Il occupe cependant dans la famille des Orchidacées une place bien marquée, se distinguant de celle des genres, ses voisins, dans la sous-tribu des Limodorées ou Céphalanthérés, par ses feuilles nombreuses bien développées, le labelle de ses fleurs non éperonné, et ses masses polliniques sans rétinacle. Il était important de déterminer si l'étude des lois du développement de l'embryon permettait de déceler des différences plus profondes ou faisait, au contraire, apparaître des analogies témoignant de parentés génériques véritables.

Chez le *C. ensifolia* Rich., l'œuf (*fig.* 1) se divise en deux cellules superposées *ca* et *cb* (*fig.* 2). La cellule apicale se divise ensuite en deux éléments juxtaposés (*fig.* 3), et la cellule basale en deux éléments superposés *m* et *ci* : la tétrade est donc en A_2 (*fig.* 4). Les bipartitions des deux cellules filles de *ca* en quatre cellules quadrants (*fig.* 8 à 13), de *m* en deux cellules juxtaposées (*fig.* 6 à 11) et de *ci* en deux nouvelles cellules superposées *n* et *n'* (*fig.* 5 à 9), conduisent ensuite à la formation d'un embryon octocellulaire de troisième génération, constitué de quatre étages *ca*, *m*, *n*, *n'*. La division ultérieure de ces éléments forme, à la quatrième génération, un embryon à seize cellules comportant généralement deux étages d'octants *l* et *l'*, un étage de quatre cellules circumaxiales en *m* (*fig.* 12 à 20), un étage de deux cellules juxtaposées en *n* (*fig.* 12, 13, 15 à 20), et deux étages monocellulaires *o* et *p* (*fig.* 10, 11, 13, 15, 16, 20).

Mais il arrive assez souvent que les divisions, dans un ou plusieurs des quadrants, procèdent par cloisons périclines et non anticlines à direction horizontale; il se forme ainsi des éléments homologues d'octants, dont les uns seront intérieurs, les autres périphériques, au lieu d'être superposées comme de véritables octants (*fig.* 18, 21, 24, 25, 27, 28, 31).

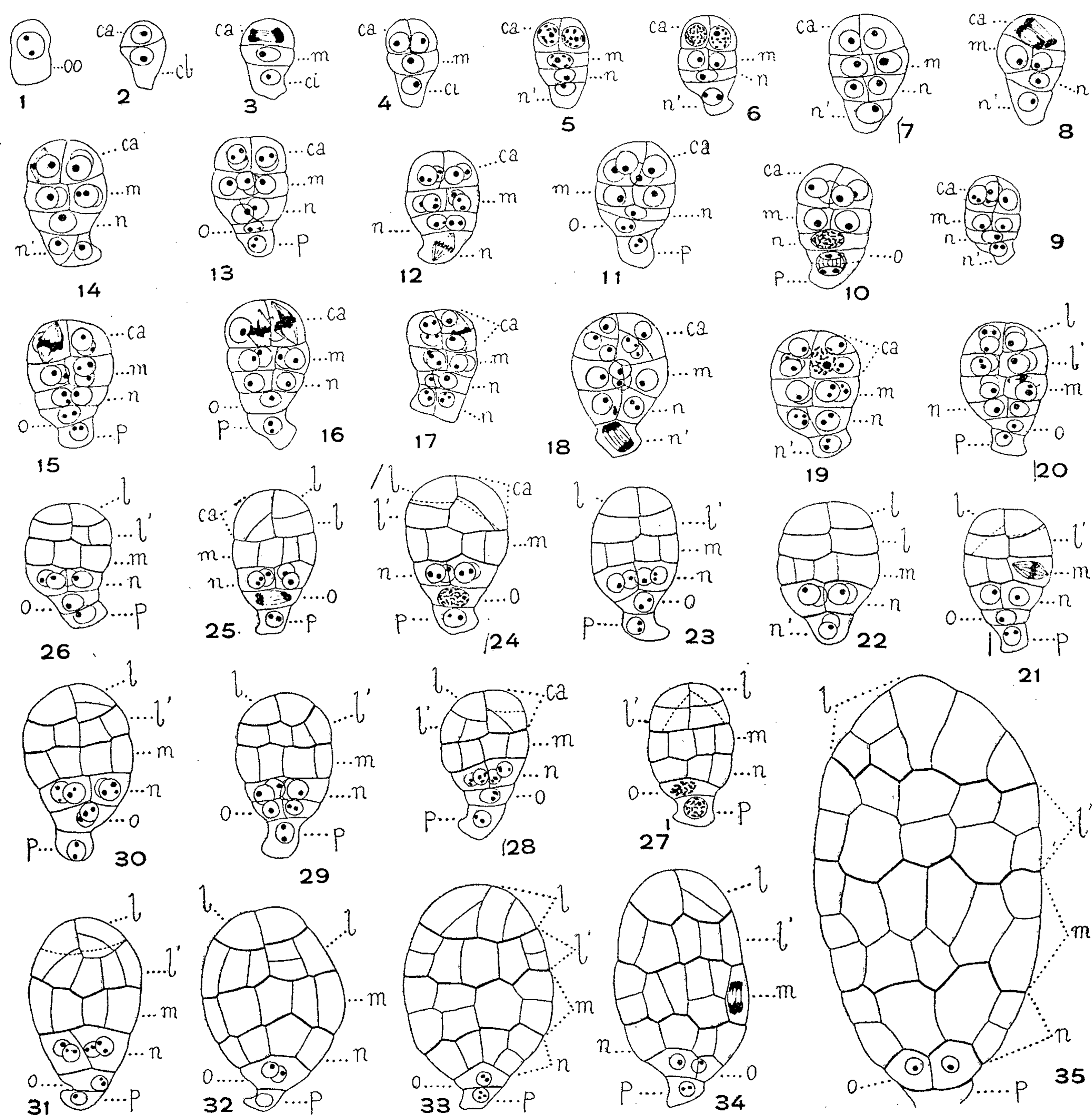


Fig 1 à 35. — *Cephalanthera ensifolia* Rich. — Les différents stades du développement de l'embryon : *oo* : oospore; *ca* et *cb* : cellule basale et cellule apicale du proembryon bicellulaire; *m* et *ci* : cellule intermédiaire et cellule inférieure de la tétrade; *l* et *l'* : octants supérieurs et octants inférieurs; *n* et *n'* : cellule fille supérieure et cellule fille inférieure de *ci*; *o* cellule fille supérieure de *n'*, *p* : cellule fille inférieure de *n'* ou suspenseur. G = 225.

Il peut également se faire que la cellule *n'* se divise longitudinalement et n'engendre pas les deux étages *o* et *p* (*fig.* 14, 17, 22).

Dans les octants supérieurs *l*, les divisions ultérieures sont périclines

(*fig.* 30, 34 à droite, 33 à gauche), ou anticlines à direction verticale (*fig.* 33 à droite). Les divisions sont peu nombreuses et, dans la graine mûre, les quelques cellules de l'étage ont seulement augmenté de volume (*fig.* 35). Dans les octants inférieurs, *l'*, les divisions procèdent par cloisons longitudinales (*fig.* 26, 28 à 31), puis par cloisons transversales (*fig.* 32, 33); elles ne constituent que deux assises cellulaires dans la graine mûre (*fig.* 35).

Les cellules de l'étage *m* se divisent aussi longitudinalement (*fig.* 21 à 32), puis transversalement (*fig.* 33, 34) et forment généralement deux assises cellulaires dans la graine mûre (*fig.* 35). Les éléments issus de *n* se divisent en quatre cellules circumaxiales (*fig.* 22 à 26, 28 à 31), qui, après de nouvelles cloisons longitudinales (*fig.* 27, 32, 34), subissent quelques segmentations transversales (*fig.* 33, 35). Quant à la cellule *o* elle se divise une fois seulement en deux éléments juxtaposés (*fig.* 29, 30, 32, 34, 35).

La cellule *p* ne se segmente plus, et dans la graine mûre, on la retrouve dégénérée sous une épaisse cuticule. Cependant, son noyau, tel qu'il s'observe dans la figure 27, est en prophase et laisserait supposer une prochaine division.

Le développement embryonnaire du *Cephalanthera ensifolia* Rich. présente une très grande ressemblance avec celui du *Limodorum abortivum* Sw. [1]. Dans ces deux espèces, les lois qui président à la construction de l'embryon sont essentiellement les mêmes. Dans les deux cas, on observe un suspenseur très réduit, constitué seulement par la cellule *p*. La tétrade, à la deuxième génération, les quadrants, à la troisième, et les octants, à la quatrième, se constituent de la même manière. Cependant quelques différences secondaires se rencontrent plus ou moins nombreuses et plus ou moins importantes. La construction de l'embryon du Limodore se fait d'une façon extrêmement régulière; par contre, chez le *Cephalanthera*, on remarque, dès les premiers stades, des directions anormales des parois de segmentation dans certaines blastomères, une segmentation longitudinale de *n'* et surtout la non-différenciation d'octants véritables aux dépens des quadrants; on remarque encore, aux stades suivants, une puissance moindre de division des blastomères, particulièrement dans la région de ceux qui composent les étages *l*, *n* et *o*, ce qui confère à l'embryon de la Cephalanthère, dans la graine mûre, un caractère plus rudimentaire que celui du *Limodorum abortivum*.

La non-différenciation totale des quadrants en octants a été signalée par R. Souèges chez le *Potamogeton natans* L. [2]. Dans ce cas, les homologues d'octants sont le plus souvent séparés par une paroi anticline à direction verticale et exceptionnellement par une paroi péricline; chez le *Cephalanthera ensifolia* Rich. nous n'avons jamais rencontré que cette deuxième disposition.

(*) Séance du 4 février 1957.

(1) Y. VEYRET, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 545.

(2) R. SOUÈGES, *Ann. Sc. nat. Bot.*, 11e série, 15, 1954, p. 3.

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE EXPÉRIMENTALE. — *Induction expérimentale de pièces surnuméraires et de caractères « d'inflorescences » chez* Saponaria officinalis *L.* Note (*) de Mlle **MONIQUE ASTIÉ**, présentée par M. Robert Courrier.

L'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique induit chez les plantes à fleurs simples de *Saponaria officinalis* L. des pièces surnuméraires et des fleurs secondaires rudimentaires correspondant à un développement d'inflorescences.

Dans des Notes précédentes, nous avons décrit certaines anomalies induites expérimentalement dans la fleur de *Saponaria officinalis* L. par pulvérisation des plantes par l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique : augmentation du nombre des languettes ligulaires, échancrure des pétales en deux à quatre lobes, présence de staminodes, monadelphie, avortement d'étamines, carpelles surnuméraires inclus dans l'ovaire de la fleur traitée ou disposés sur le même verticille que les carpelles normaux. Nous avons montré que la plupart de ces anomalies étaient comparables à celles que l'on observe normalement dans les fleurs pleines des variétés horticoles (1). Nous avons aussi montré que les staminodes de la variété à fleurs pleines et ceux des plantes traitées présentaient des caractères qui permettaient de les considérer comme des feuilles diplophylles (2).

Au cours de l'été dernier, nous avons de nouveau étudié l'induction de formes tératologiques dans la variété à fleurs simples par pulvérisation systématique d'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique opérée à des époques déterminées du développement végétatif et sexuel des Saponaires. Ce traitement échelonné au cours d'avril-mai nous a permis d'observer une gamme d'anomalies très étendue.

Dans cette Note, nous décrivons des fleurs anormales obtenues par des traitements tardifs (deuxième quinzaine de mai) et caractérisées par la présence de pièces surnuméraires dans les verticilles floraux et de fleurs secondaires à l'intérieur de la fleur principale. Nous distinguerons trois catégories d'après le contenu de la fleur principale : 1° carpelles surnuméraires exclusivement; 2° pétales, étamines et carpelles surnuméraires; 3° mêmes éléments accompagnés de fleurs secondaires rudimentaires.

1. *Fleurs à carpelles surnuméraires* (*fig.* 2). — La corolle était gamopétale et l'androcée monadelphe : les 10 étamines étaient soudées en un tube autour de l'ovaire (notons que notre nouvelle technique de traitement nous a permis d'obtenir un pourcentage de gamopétalie et de monadelphie plus important que celui que nous avions obtenu l'été pré-

cédent). Le gynécée comprenait 3 carpelles ouverts soudés par leurs marges; l'un d'eux portait des ovules sur son bord libre, à l'intérieur de ce gynécée se trouvaient 2 carpelles ouverts fertiles.

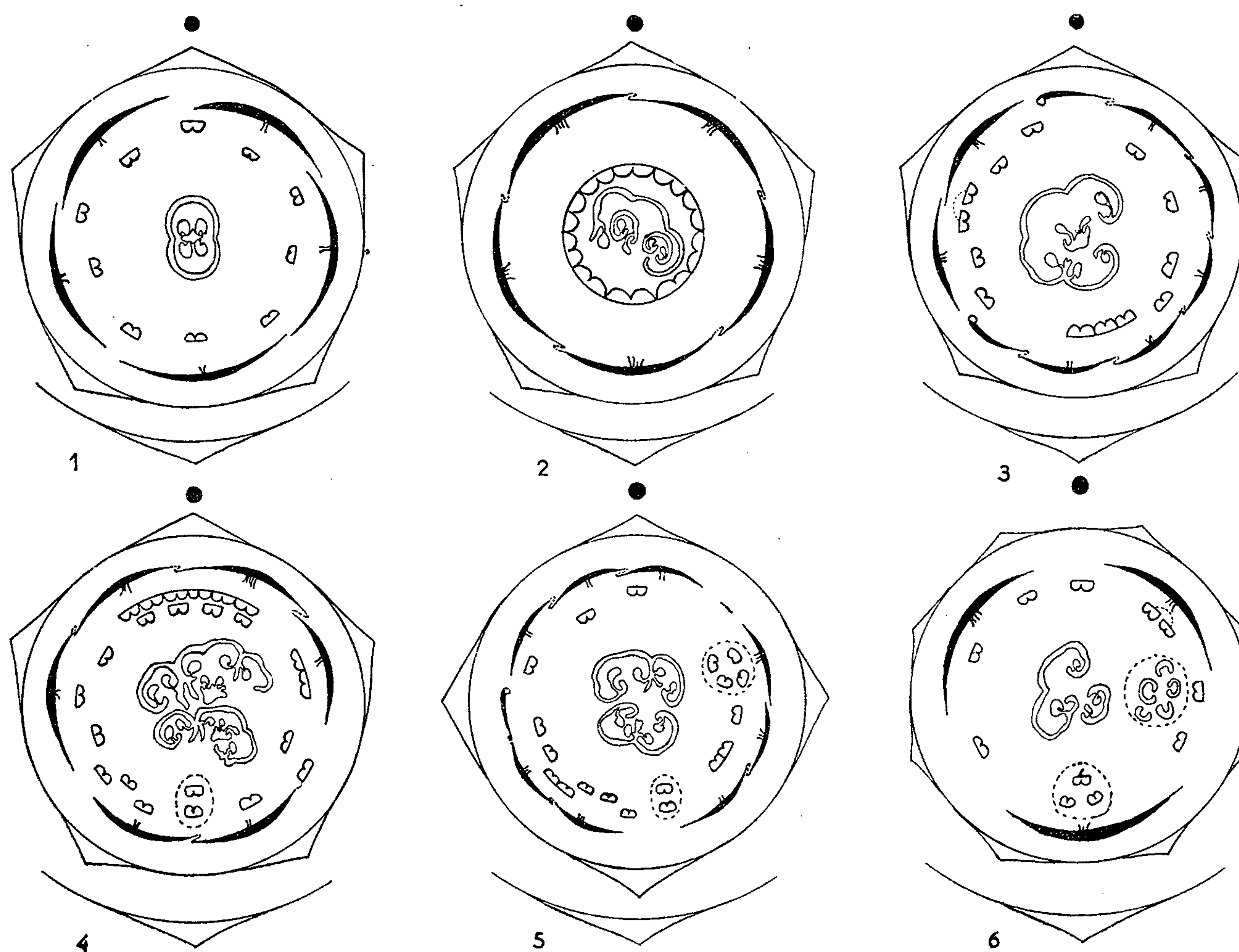


Fig. 1 à 6. — *Saponaria officinalis* L.

1, fleur normale; 2 à 6, fleurs traitées par l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique; 2, corolle gamopétale, androcée monadelphe, carpelles surnuméraires; 3, pétales, étamines et carpelles surnuméraires; 4, 5 et 6, mêmes éléments surnuméraires accompagnés de fleurs secondaires; 4, une fleur secondaire; 5, deux fleurs secondaires; 6, deux fleurs secondaires dont l'une réduite à cinq pièces hermaphrodites.

2. *Fleurs à pétales, étamines et carpelles surnuméraires* (*fig.* 3). — Les étamines plus nombreuses que précédemment étaient libres ou soudées par leurs filets ou par leurs anthères; au centre 4 carpelles ouverts étaient soudés par leurs marges : l'un d'eux était fertile, un autre stérile, les 2 derniers portaient des ovules sur l'une de leurs marges; à l'intérieur se trouvait un carpelle ouvert fertile.

3. *Fleurs à pièces surnuméraires accompagnées de fleurs secondaires rudimentaires.* — Nous distinguerons les trois cas suivants :

A. Multiplication des étamines, une fleur imparfaite supplémentaire et réduite à 2 étamines soudées à la base par leurs filets; le gynécée était formé de 2 groupes de 3 carpelles ouverts, fertiles et soudés à la base et renfermant 2 carpelles ouverts, fertiles et libres (*fig.* 4).

B. Deux fleurs supplémentaires formées respectivement de 2 et 4 étamines soudées à la base par leurs filets; le gynécée était formée de 4 carpelles fertiles soudés 2 à 2 par une de leurs marges (*fig.* 5).

C. Deux fleurs supplémentaires, l'une possédait uniquement 5 pièces hermaphrodites, la seconde était formée de 2 étamines et d'une étamine à connectif stigmatoïde; le gynécée était formé de 2 carpelles fertiles soudés par leurs marges et d'un troisième carpelle fertile et libre (*fig.* 6).

Par action de l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique, nous avons provoqué chez les plantes à fleurs simples l'apparition de pièces surnuméraires et surtout de fleurs secondaires très rudimentaires comparables aux fleurs secondaires de la variété à fleurs pleines. Les fleurs tendent à se transformer en « inflorescences » analogues à celles qui ont été décrites sous le nom de fleurs « anthodées » par Fermond chez *Brassica Napus* L. et *Althæa rosea* L. (3), sous le nom de fleurs pleines renfermant des proliférations axillaires par Godron chez *Raphanus sativus* L., *Saponaria officinalis* L. var. *flore pleno* (4) et considérées comme un retour à de véritables inflorescences par Nozeran chez *Allium aff-subhirsutum* L. (5).

Notons qu'il s'agit ici de véritables petites fleurs : les anthères des étamines soudées par leurs filets sont les unes introrses, les autres extrorses, *il ne s'agit pas de faisceaux d'étamines*; ces fleurs sont unisexuées ou hermaphrodites lorsqu'elles sont constituées de pièces ayant à la fois des caractères mâle et femelle; nous retrouvons les mêmes caractères que ceux que nous avons déjà observés chez les fleurs secondaires des Saponaires à fleurs pleines. Par ailleurs, les ovaires deviennent virescents, les carpelles surnuméraires inclus dans l'ovaire de la fleur principale ne sont probablement que des surfleurs réduites au gynécée.

Il est important de posséder un moyen expérimental permettant de faire apparaître des caractères d'infloresence dans la fleur. Cela permettra peut-être d'évaluer plus tard objectivement la signification des relations parfois observées entre la fleur et l'inflorescence sur les plans de l'organographie normale et de la tératologie et de juger de la valeur des théories qui font dériver la fleur de l'inflorescence.

(1) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 407.
(2) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1352.
(3) *Bull. Soc. Bot. Fr.*, **19**, 1872, p. 61-70.
(4) *Mém. Acad. Stanislas*, Nancy, **10**, 1877, (4), p. 274-342.
(5) *Ann. des Sc. nat.*, **16**, 1955, (11), p. 1-224.

MORPHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Production de fleurs anormales chez* Bryophyllum Daigremontianum *Hamet et Perrier sous l'influence de la rupture du rythme photopériodique.* Note de M^lle **Germaine Debraux** et M. **Pierre Gavaudan**, présentée par M. Raoul Combes.

Nous avons montré (¹) que les substances dites « formatives » du type des acides 2.4-dichlorophénoxyacétique et 2.3.5-triodobenzoïque permettaient une prospection systématique des potentialités morphogènes latentes chez les angiospermes. Nous avons induit expérimentalement diverses phénocopies telles que gamophyllie et gamocotylie, gamopétalie, monadelphie, ou morphoses tératologiques telles que pièces surnuméraires, surfleurs, fleurs virescentes. Certains de ces résultats nous ont conduits à admettre qu'il existe dans toute la vie du végétal une continuité des influences végétative et sexualisante; l'équilibre normalement établi entre ces influences conduit à la formation d'une fleur; une perturbation due à des modifications des conditions extérieures (nutrition, température, éclairement) permet l'établissement d'un compromis entre les formes végétatives et les formes sexuelles.

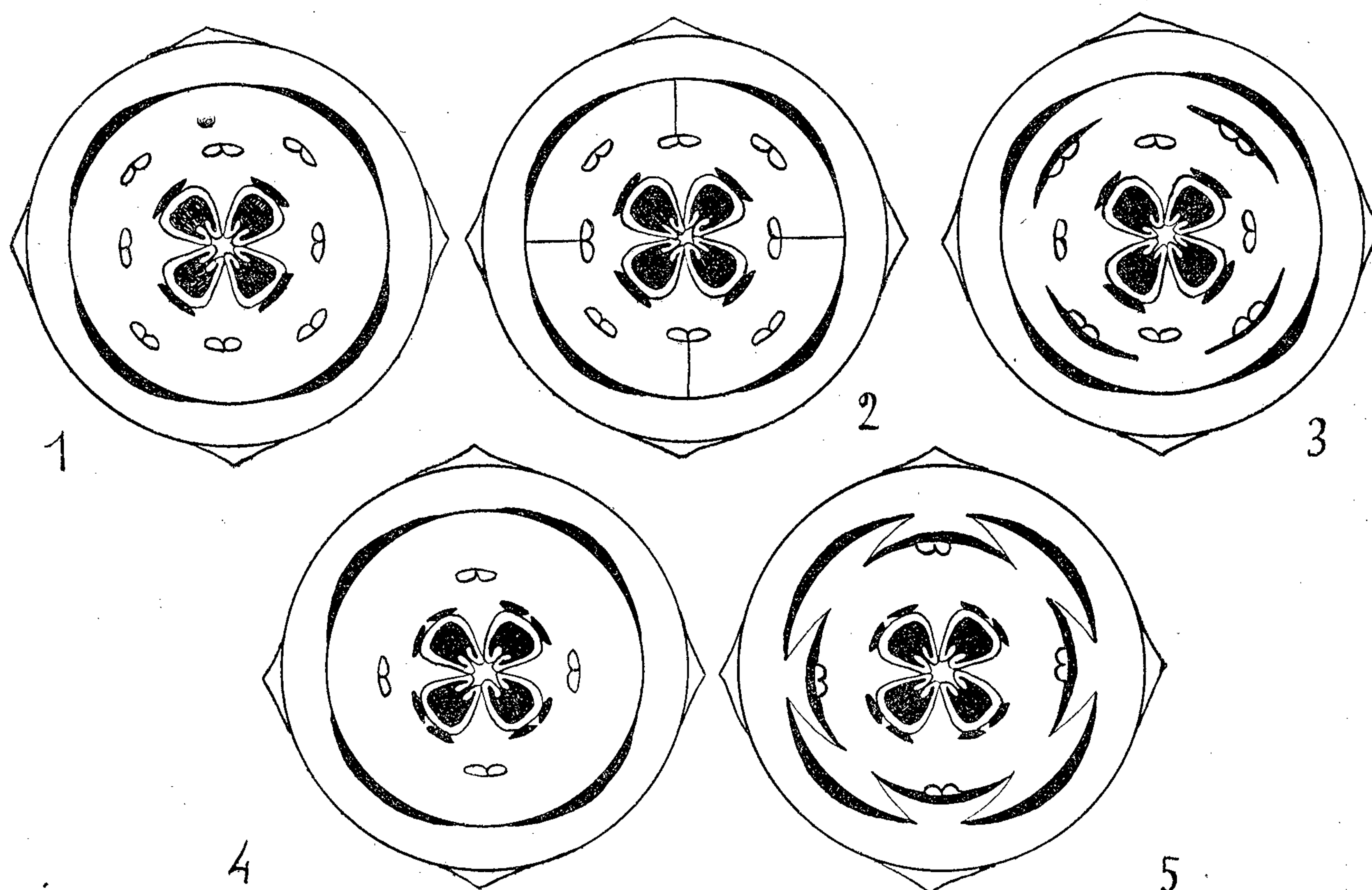
Nous avons tenté de déterminer des perturbations de l'équilibre hormonal en utilisant les variations d'un facteur physiologique et nous avons soumis diverses plantes à des périodes d'éclairement différentes de celle qui sont nécessaires à l'induction de leur floraison. Cette Note décrit quelques anomalies florales induites chez *Bryophyllum Daigremontianum* dont le rythme photopériodique normal a été rompu par un séjour des plantes en « jour court » d'une durée de un à quatre mois entre mai et août.

La plante, connue par son mode de multiplication végétative au moyen de gemmes nées sur une carène apparue dans chacune des indentations qui bordent le limbe, est une plante de « jour court » qui fleurit en janvier-février. Les fleurs rose vif sont groupées en cymes bipares disposées en longs panicules composés de hampes naissant à l'aisselle des feuilles supérieures; l'ensemble constitue une hampe florale très ramifiée atteignant 50 à 60 cm de hauteur. Les plantes provenant de gemmes récoltées en août-septembre 1955 ont été cultivées dans une série de serres éclairées artificiellement au moyen de lampes du type « Phytorel ».

Les résultats très complexes feront l'objet d'un Mémoire détaillé. Nous nous bornerons à décrire ici quelques types d'anomalies florales les plus fréquentes.

Calice. — Le calice gamosépale vert pâle est normalement formé de quatre pièces soudées entre elles sur la moitié de leur hauteur et terminées au sommet par un lobe triangulaire. On observe deux types d'anomalies :

1° Le nombre des pièces augmente, le type 5, caractéristique des genres *Sedum*, *Crassula*, *Rochea*, *Cotyledon*, est fréquent; on observe des fleurs possédant 6 à 10 sépales comme il en existe dans les genres *Aeonium* et *Sempervivum*; 2° Les sépales sont munis d'indentations analogues à celles des feuilles; ils deviennent vert foncé et présentent une tache pigmentée vraisemblablement en relation avec la production de gemmes.



Variations de l'androcée chez *Bryophyllum Daigremontianum* réalisant des phénocopies de caractères de genres voisins de la même famille.

1. Diagramme d'une fleur normale; 2. Type *Rochea* : les étamines sont adnées au tube de la corolle sur toute la longueur de leur filet; 3. Type *Pachyphytum* : les étamines épipétales sont transformées en staminodes; 4. Type *Sedum*, *Crassula*, *Rochea* : le nombre des étamines est le même que celui des autres pièces florales; 5. Fleur double par transformation des étamines épisépales en staminodes. *Les écailles carpellaires sont lobées ou divisées en deux parties quand les étamines épipétales ont disparu.*

Corolle. — La corolle normale gamopétale possède quatre pièces longuement soudées en un tube dépassant largement le tube calicinal et terminées chacune par un lobe oblong arrondi au sommet. Le nombre des pétales augmente comme celui des sépales; on observe des fleurs possédant 6 à 10 pétales et plus.

Androcée. — Le genre *Bryophyllum* est caractérisé par le nombre d'étamines double de celui des sépales et des pétales; le verticille externe est épipétale, le verticille interne épisépale. Les modifications de l'androcée sont de divers types :

1° Les étamines sont encore au nombre de huit, mais celles du verticille interne sont adnées au tube de la corolle sur toute la longueur de leur filet, les anthères restant libres. Ce caractère s'observe dans le genre *Rochea*.

2° Les quatre étamines épipétales sont transformées en staminodes portant des sacs polliniques; ces staminodes, parfois adnés aux pétales correspondant par leur partie dorsale, rappellent les appendices pétaloïdes remplaçant les étamines épipétales et caractérisant le genre *Pachyphytum*.

3° Le nombre d'étamines est réduit de moitié par disparition des étamines épipétales. Ce caractère se retrouve dans certains *Sedum* ainsi que chez les *Crassula* et les *Rochea*.

4° Le nombre d'étamines est encore réduit de moitié, les étamines épisépales sont transformées en staminodes porteurs de sacs polliniques et adnés latéralement aux pétales : ceci réalise un type de fleur double.

Gynécée. — Le gynécée des *Bryophyllum* est formé de quatre carpelles, soudés entre eux dans la région basale, libres sur la plus grande partie de leur hauteur et munis à leur base d'une écaille nectarifère dorsale entière et arrondie. Le nombre des carpelles augmente (5 à 10); dans certaines fleurs ils sont disposés sur deux verticilles. En outre, dans les fleurs à androcée réduit par disparition des étamines épipétales, les écailles deviennent lobées et parfois même divisées en deux parties étroites et arrondies au sommet.

Cette étude montre une induction d'anomalies florales sous l'influence de perturbations vraisemblablement de nature hormonale en relation avec les variations de la durée d'éclairement. Ainsi, les variations du rythme photopériodique normal induisent des modifications dans l'organisation florale représentant des phénocopies de caractères appartenant à des genres voisins de la même famille. Nous avons obtenu le type 5 caractéristique des genres *Sedum*, *Crassula*, *Rochea*, *Cotyledon*; nous avons observé l'égalité du nombre des étamines et des sépales et pétales, comme dans certains *Sedum* et les genres *Crassula* et *Rochea*; enfin, nous avons vu une multiplication des pièces périanthaires et sexuelles comme on peut en observer dans les genres *Aeonium* (6 à 12) et *Sempervivum* (6 à 20).

Les seules variations d'un facteur physiologique normal, relatif au rythme des distributions de l'énergie lumineuse, produisent donc des phénocopies comme le font les substances dites « formatives » et ceci confirme la fragilité de l'équilibre des mécanismes régulateurs de la morphogénèse sur laquelle nous avons déjà insisté ([2]).

([1]) *C. R. Trav. Labo. Biol. vég. Fac. Sc. Poitiers*, n° 3, 1953; n° 4, 1953; n° 7, 1954; *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1906.

([2]) 73e *Congrès de l'A. F. A. S.*, Poitiers, 1954, p. 381.

ALGOLOGIE. — *Sur des formations argentophiles membranaires chez quelques Rhodophycées marines.* Note de M[lle] **Marie-Louise Priou**, présentée par M. Roger Heim.

Une technique d'imprégnation argentique montre chez quelques Rhodophycées marines la présence de zones membranaires intercellulaires argentophiles constantes.

La technique consiste à faire séjourner des fragments de Rhodophycées marines, fraîchement récoltées, dans une solution de nitrate d'argent à 1 %, pendant un temps variant de 1 à 5 mn suivant les espèces. L'échantillon ainsi traité, lavé à l'eau distillée avec le plus grand soin et débarrassé du chlorure d'argent précipité à sa surface, à l'aide d'un fin pinceau, est placé entre lame et lamelle dans quelques gouttes de révélateur « 10-100-1000 », afin de suivre sous le microscope la formation des figures. Dès leur apparition, des lavages répétés à l'eau distillée arrêtent l'action du révélateur.

Cette technique d'imprégnation argentique a été appliquée aux Rhodophycées suivantes : *Bangia fuscopurpurea* Lyng., *Rhodochorton floridulum* Naeg., *Dudresnaya verticillata* Batt., *Trailliella intricata* Batt., *Antithamnionella sarniensis* Lyb., *Antithamnion plumula* Thur., *Sphondylothamnion multifidum* Naeg., *Bornetia secundiflora* Thur., *Griffithsia flosculosa* Batt., *Griffithsia corallinoides* Batt., *Halurus equisetifolius* Kütz., *Callithamnion tetragonum* C. Ag., *Callithamnion tetricum* C. Ag., *Callithamnion roseum* Harv.

Chez toutes ces espèces, nous avons observé la présence de zones intramembranaires argentophiles.

Ces zones intercellulaires en forme de disques ou d'anneaux, de coloration brun clair, constituées d'argent réduit à l'état colloïdal, apparaissent dans la membrane de façon constante pour une espèce déterminée (*fig.* 1).

En outre, d'autres précipitations finement granulaires, d'origine différente, constituées primitivement d'halogénures d'argent précipités, puis réduits par le révélateur, se produisent, mettant en évidence la constitution lamellaire des membranes.

Chez les *Bornetia secundiflora* et *Griffithsia flosculosa*, les zones colloïdales argentophiles sont nettement polarisées, généralement localisées à la partie basale de chaque cellule (*fig.* 2).

Chez certaines Rhodophycées au thalle lamellaire ou massif, ces formations argentophiles colloïdales dessinent souvent des cadres autour de chaque cellule. Ces aspects se manifestent avec une netteté particulière chez *Nithophyllum laceratum* ainsi que sur les urcéoles de *Polysiphonia.*

Il est à remarquer que ces zones argentophiles ne se forment que si l'algue traitée est vivante. Elles n'ont pu être mises en évidence sur des individus tués chimiquement ou par la chaleur.

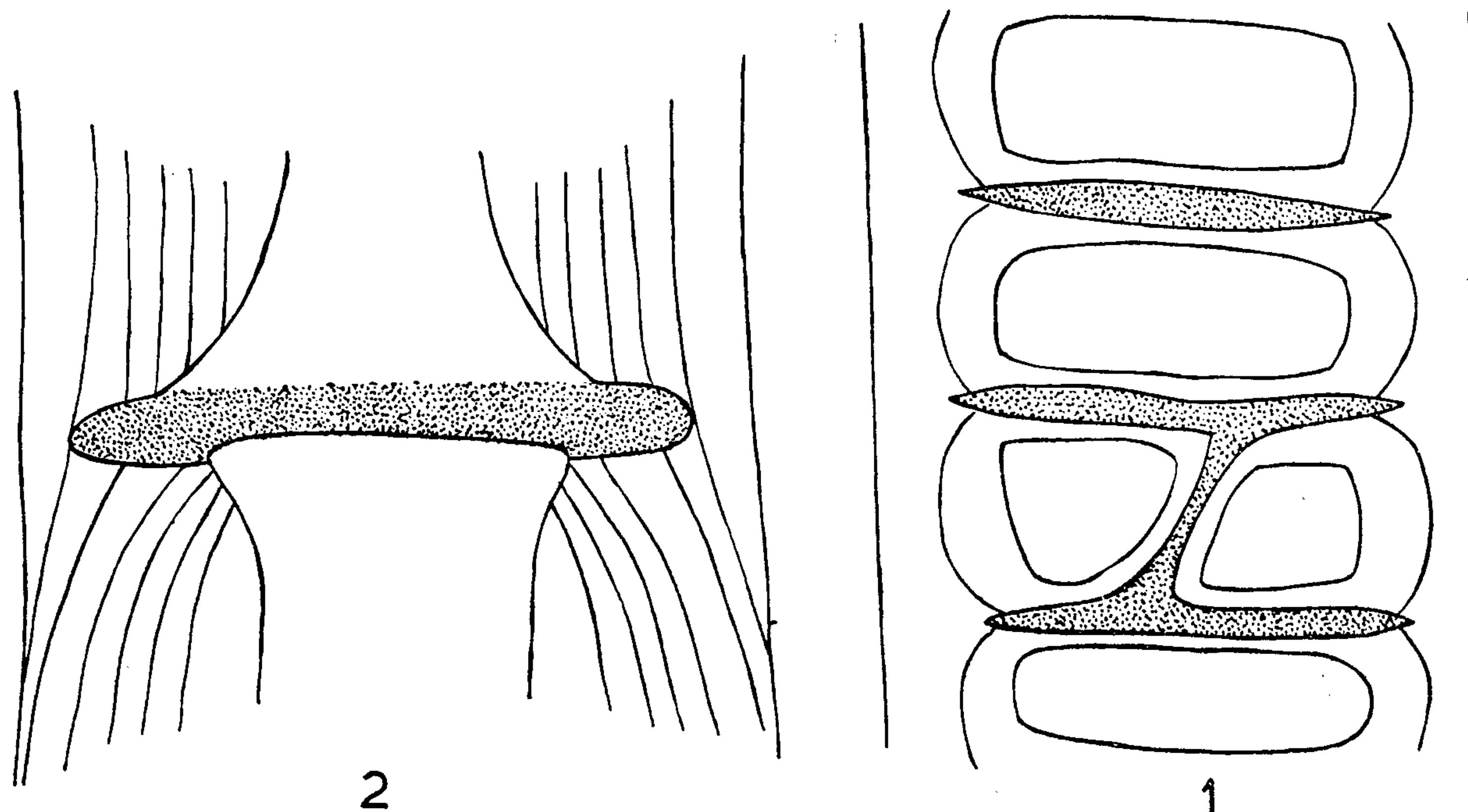


Fig. 1. — Formation de disques argentophiles chez le *Bangia fuscopurpurea*.
Fig. 2. — Polarité de la formation argentophile chez le *Bornetia secundiflora* et apparition de la structure lamellaire de la membrane.

La polarité ainsi que la constance de ces figures, dont l'interprétation fait l'objet de recherches actuelles, semblent indiquer une différence, nettement localisée, de constitution de la membrane; elles sont peut-être en rapport avec les échanges, d'une part, entre la cellule et le milieu extérieur et, d'autre part, entre les cellules voisines chez les espèces dépourvues de plasmodesmes.

PHYSIOLOGIE. — *Action du vin, de l'alcool et du jus de raisin sur la croissance pondérale du jeune Rat mâle.* Note (*) de Mme **Paule Aschkenasy-Lelu**, présentée par M. Robert Courrier.

On compare la croissance pondérale chez de jeunes rats mâles recevant comme boisson, soit de l'eau, soit du vin, de l'alcool à 10° ou du jus de raisin. On observe un retard de croissance pondérale particulièrement prononcé dans le groupe au vin.

L'accroissement pondéral du jeune Rat nous a paru un test susceptible de mettre en évidence les qualités nutritives attribuées à diverses boissons consommées par l'Homme.

Dans un travail antérieur ([1]) nous avons constaté que l'ingestion prolongée de vin dilué (5°) ou d'une solution iso-alcoolique, ne modifiait

pas significativement, au bout de 8 mois, l'augmentation du poids corporel du Rat mâle. Nous avons repris cette étude en utilisant cette fois des concentrations identiques à celles utilisées le plus souvent par l'Homme.

Méthode. — Parmi un ensemble de rats nés à quelques jours d'intervalle, dans des portées toutes réduites à 8 à la naissance, des lots homogènes de rats mâles sont constitués au moment du sevrage (30 jours) d'un poids moyen identique (57 g). Tous reçoivent dans les jours qui suivent le sevrage et pendant toute la durée de l'expérience, la même nourriture composée de biscuits spéciaux pour rats avec supplément de légumes frais une fois par semaine. Les différents lots reçoivent une boisson unique imposée, dont ils peuvent consommer à discrétion. La boisson expérimentée remplit ainsi son rôle naturel de liquide accompagnant la prise de nourriture et en étroite dépendance avec elle.

Dans une première expérience de courte durée (2 mois) un lot (12 rats) reçoit comme boisson de l'eau du robinet; un lot (12 rats) une solution alcoolique 10% faite à partir d'alcool éthylique absolu pur; un lot (15 rats) du vin rouge 11° de consommation courante, mais de bonne qualité, ramené au titre de 10°; un lot (15 rats) du jus de raisin intégral rouge.

Dans une deuxième expérience de longue durée (7 mois), des groupes de rats mâles constitués comme les précédents ont été maintenus à un régime comportant comme boisson, soit de l'eau (10 rats), soit une solution alcoolique 10% (9 rats), soit du vin 10° (9 rats).

Résultats. — *Expérience I.* — Les courbes de croissance montrent un écart net entre les rats qui boivent de l'eau (qui atteignent 259,5 g au bout de 2 mois) et ceux qui boivent du vin (205,4 g). Mais les poids moyens s'étant écartés les uns des autres dans les 4 ou 5 jours écoulés entre le sevrage et la mise en expérience, il est préférable de tenir compte des accroissements pondéraux moyens par 100 g de poids initial au bout de 2 mois :

	Moyennes.		Valeurs extrêmes.	
Eau	282,7%	±14,9 (2)	221,0%	— 405
Solution alcoolique	318,7	±18,2	244	— 457
Vin	233	±13,0	115,3	— 318,3
Jus de raisin	267,7	±12,0	203,8	— 369,6

Les différences entre les moyennes ne sont statistiquement significatives que pour la comparaison : Eau-Vin, rapport critique (3) = 2,5.

Les rats qui boivent du vin pèsent moins, au même âge, que ceux buvant de l'eau. Le groupe au vin, englobe d'ailleurs, après quelques semaines, plusieurs animaux très chétifs dont le poids augmente très lentement; il se produira parmi eux deux décès spontanés après 66 et 81 jours.

Les rats qui boivent la solution alcoolique tendent à peser plus que les rats à l'eau. Cette différence n'est pas statistiquement significative, mais la considération des valeurs extrêmes des augmentations pondérales montre bien cette tendance. Il s'agit probablement d'un simple accroissement de l'adiposité que laisse supposer une activité locomotrice diminuée chez ces animaux et une croissance en longueur qui n'est pas supérieure à celle des autres groupes.

Les rats au jus de raisin restent un peu au-dessous de ceux qui boivent de l'eau, sans que cette différence soit significative.

Expérience II. — Les courbes de croissance (*fig.* 1) montrent un écart entre les rats à l'eau et ceux à l'alcool, et un écart encore plus accentué entre ceux à l'eau et ceux au vin.

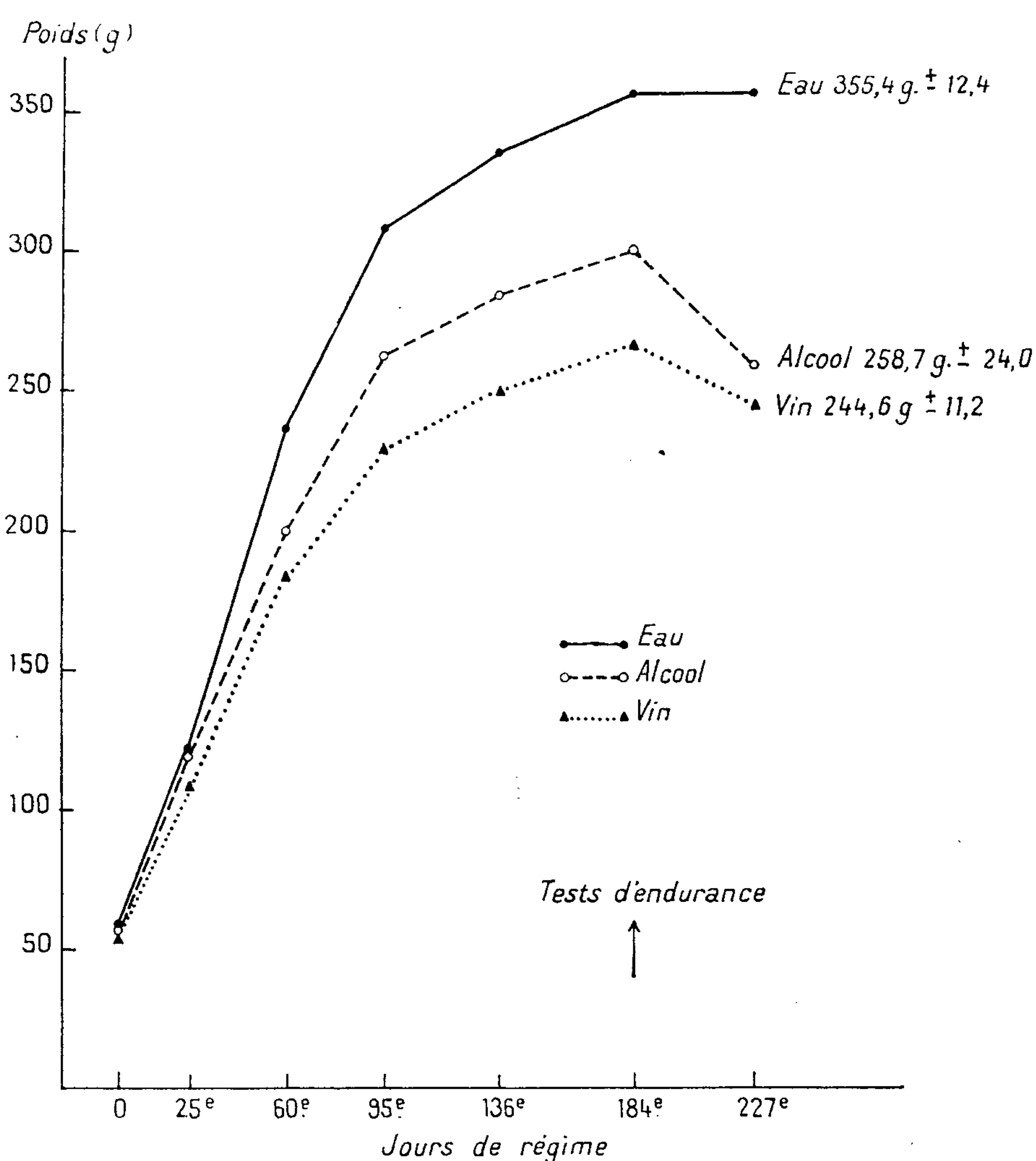


Fig. 1. — Accroissement pondéral de groupes de rats au cours de 7 mois.

Le calcul des augmentations en pour-cent du poids initial montre qu'après 6 mois, seule la différence entre les moyennes : Eau et Vin est significative (RC = 2,3); la consommation de vin réduit l'accroissement pondéral des rats.

	Après 6 mois de régime.	Survivants.	Après 7 mois de régime.	Survivants.
Eau	512,6 % ± 31	10 sur 10	507,0 % ± 24	10 sur 10
Solution alcoolique	438,7 ± 39	9 » 9	346,3 ± 59	5 » 9
Vin	404,3 ± 35	9 » 9	339,0 ± 29	6 » 9

A partir du sixième mois, des tests d'endurance ont été pratiqués sur ces rats (tests dont il sera rendu compte ailleurs) qui ont déterminé chez les animaux aux boissons alcoolisées une chute de poids accentuée et des décès.

Les augmentations de poids en pour-cent du poids initial calculées au bout de 7 mois montrent des différences significatives aussi bien pour l'alcool que pour le vin.

Ainsi, chez le jeune Rat, la consommation de vin, comme boisson, à une concentration couramment utilisée par l'Homme, entraîne un ralentissement de la croissance pondérale.

Par quel mécanisme le vin provoque-t-il cette perturbation ? On peut supposer une action toxique inhibitrice sur quelque glande endocrine intervenant dans la croissance. Cette hypothèse sera examinée ailleurs à propos de la thyroïde. On peut se demander aussi s'il ne s'agit pas d'une conséquence fâcheuse d'une trop grande perfection dans la régulation de l'ingestion calorique. Les rats qui consomment des boissons alcoolisées mangent moins que les témoins à l'eau; ceux qui boivent du vin mangent moins que ceux qui boivent la solution alcoolique. On admet que les calories apportées par la boisson alcoolisée se substituent isodynamiquement à une partie de celles apportées par l'alimentation. Mais ce faisant, les animaux absorbent alors moins d'aliments essentiels : protéines, graisses ou vitamines. Ils se mettent ainsi d'eux-mêmes en état de sous-alimentation qualitative, malgré un apport calorique suffisant.

(*) Séance du 4 février 1957.

(1) *J. Physiol.*, 47, 1955, p. 78-80.

(2) Erreur standard : $\sigma = \sqrt{\dfrac{\varepsilon d^2}{n(n-1)}}$.

(3) R. C. $= \dfrac{m_1 - m_2}{\sqrt{(\sigma_1)^2 + (\sigma_2)^2}}$.

PHYSIOLOGIE. — *Le cycle de l'urée administrée par voie buccale chez les Ruminants*. Note (*) de MM. **Henri Simonnet, Henri Le Bars** et **Jean Mollé**, présentée par M. Clément Bressou.

L'urée, administrée par voie orale, chez le Mouton, peut revenir dans les réservoirs digestifs par deux voies : par la sécrétion salivaire et par la muqueuse gastrique après résorption. C'est ce que montrent les résultats des expériences rapportées ci-dessous qui apportent une contribution à la connaissance des modalités de l'utilisation de l'urée dans l'alimentation des Ruminants.

L'addition d'urée à l'alimentation des Ruminants présente un intérêt en Économie rurale car, du fait de la présence de microorganismes dans les réservoirs gastriques, l'urée est transformée en sels ammoniacaux lesquels, dans certaines conditions, peuvent contribuer à la formation d'acides aminés. Il devient ainsi possible d'abaisser le prix de revient de la ration d'aliments concentrés et augmenter son efficacité protéique.

L'utilisation alimentaire de l'urée soulève de nombreux problèmes. Nous avons déjà envisagé la toxicité chez le Mouton ([1]) et avons constaté que l'urée administrée *per os* détermine une inhibition de la motricité gastrique ([2]) à des doses qui dépendent, entre autres facteurs, de la nature de l'alimentation ([3]).

D'autre part l'urée administrée par voie veineuse, en goutte à goutte, à des doses variant de 0,150 à 0,400 g/kg entraîne une hypermotricité gastrique portant sur la fréquence et l'amplitude des contractions et l'acétate d'ammonium, injecté en goutte à goutte par voie veineuse provoque une inhibition de la motricité du rumen qui est partielle à la dose de 0,100 g/kg et totale à la dose de 0,200 g/kg.

On peut donc supposer que l'inhibition de la motricité gastrique observée après l'ingestion d'urée est due au passage dans le sang, à travers la paroi du rumen, des produits de l'uréolyse microbienne. Mais l'urée qui est également résorbée par la muqueuse du rumen ([4]) ne peut être tenue pour responsable de l'arrêt de la motricité puisque son administration lente par voie veineuse détermine au contraire une hypermotricité. Cette constatation est à rapprocher du fait que l'urée est transformée en matières protéiques dans les réservoirs gastriques et non pas éliminée en grande partie soit sous la forme d'urée, soit sous la forme de sels ammoniacaux comme les possibilités d'absorption du rumen le laisseraient *a priori* supposer.

Ces observations nous ont conduit à émettre l'hypothèse selon laquelle l'urée et les sels ammoniacaux du sang sont excrétés dans les réservoirs gastriques, ceux-ci se comportant comme un véritable émonctoire.

Pour vérifier cette hypothèse nous avons utilisé deux méthodes :

1° Étude du passage dans le rumen d'urée administrée lentement en goutte à goutte intraveineux;

2° Perfusion du rumen en place par du sang enrichi en urée.

1° Sur un Mouton anesthésié au chloralose, le rumen-réseau et la caillette sont vidés de leur contenu, lavés et séparés du reste du tube digestif par des ligatures. On introduit ensuite 2 l de liquide de Tyrode à 38 C° non glucosé dans le rumen-réseau et 250 cm^3 dans la caillette. Un premier prélèvement (*a*) de sang, de salive mixte et de contenu du rumen-réseau et de la caillette est effectué une demi-heure plus tard. Puis l'urée, en solution à 0,200 g/cm^3 et à la dose de 0,200 g/kg est administrée par voie veineuse en goutte à goutte (durée de l'injection : 55, 25 et 42 mn). Un deuxième prélèvement (*b*) est réalisé à la fin de l'injection et un troisième 1 h plus tard (*c*).

Le taux d'urée (méthode de Conway) en microgrammes par centimètre cube dans les prélèvements ont donné les résultats suivants chez trois moutons de 55, 33 et 40 kg.

	Mouton n° 1.			Mouton n° 2.			Mouton n° 3.			Moyenne.		
	a.	*b.*	*c.*	*a.*	*b.*	*c.*	*a.*	*b.*	*c.*	*a.*	*b.*	*c.*
Sang artériel...	245	341	453	316	974	675	344	652	442	302	659	530
Salive mixte ...	210	261	376	245	370	298	211	358	442	266	329	372
Rumen-réseau..	20	29	22	18	21	32	33	50	78	24	46	44
Caillette.......	36	46	65	50	80	193	43	92	148	43	59	135

L'urée du sang peut donc revenir dans les réservoirs gastriques par la salive déglutie et par la muqueuse gastrique.

2° Sur un Mouton anesthésié au chloralose, le rumen-réseau est vidé et le cardia et l'orifice réseau-feuillet sont ligaturés. On introduit dans la cavité 2 l de liquide de Tyrode à 38° C non glucosé. Des ligatures vasculaires permettent d'exclure totalement du point de vue circulatoire le rumen-réseau du reste de l'organisme. La perfusion est réalisée au moyen d'une pompe dont le débit est réglé de façon à obtenir une pression artérielle de 10 à 12 cm de mercure. Le sang veineux est oxygéné dans l'appareil de P. Boulanger et R. A. Griffie ([5]). Ce dispositif permet d'effectuer la perfusion avec 400 cm^3 de sang hépariné enrichi en urée (1 g/l).

Les dosages d'urée dans le sang et dans le contenu du rumen-réseau ont donné les résultats suivants :

	Taux d'urée (μg/cm^3)	
	avant la perfusion.	après 1 h de perfusion.
Sang........................	1092	602
Contenu du rumen-réseau.......	28	42

On observe donc la disparition de l'urée sanguine et l'enrichissement du contenu du rumen-réseau, fait qui ne peut s'expliquer que par l'excrétion d'urée à travers la paroi du rumen.

Conclusion. — Ces constatations mettent en évidence l'existence chez les Ruminants d'une sorte de cycle de l'urée administrée par la voie buccale. Après résorbtion gastrique, l'urée peut revenir dans le tube digestif soit par excrétion salivaire, soit par passage au travers de la muqueuse des réservoirs gastriques. Ces faits peuvent expliquer certaines des conséquences qui suivent l'utilisation de l'urée dans l'alimentation des Ruminants.

(*) Séance du 4 février 1957.

([1]) D. Annicolas, H. Le Bars, J. Nugues et H. Simonnet, *Bull. Acad. vétér.*, **29**, 1956, p. 225-230.

([2]) *Ibid.*, p. 257-261.

([3]) *Ibid.*, p. 263-265.

([4]) J. W. Mc Donald, *Biochem. J.*, **42**, 1948, p. 584-587.

([5]) *J. Physiol.*, **40**, 1948, p. 127-128 A.

ENDOCRINOLOGIE. — *Pseudo-gestation par injection unique d'œstradiol non estérifié chez la Ratte.* Note (*) de M. **Jean-Jacques Alloiteau**, présentée par M. Robert Courrier.

Nous démontrons dans cette Note qu'une certaine dose unique d'œstradiol, injectée à la Ratte au moment de l'œstrus, provoque la transformation des corps jaunes cycliques en corps jaunes pseudo-gestatifs.

L'activité génitale de la Ratte est cyclique; tous les 4 ou 5 jours, à la place des follicules rompus spontanément, s'édifient de petits corps jaunes (C. J.) considérés comme non fonctionnels. Le coït fécond les rend fonctionnels; ils resteront volumineux pendant la durée de la gestation (21 à 22 jours). Le coït infécond, ou la simple stimulation mécanique ou électrique du col utérin, transforment le C. J. cyclique en C. J. pseudo-gestatif de taille intermédiaire et actif pendant 12 à 14 jours : le vagin est alors mucifié et les frottis vaginaux de type diœstral. L'activation du C. J. est le résultat d'un réflexe neurohormonal dont l'étape dernière est la sécrétion par l'antéhypophyse de prolactine (ou hormone lutéotrophe, L. T. H.) et implicitement on admet que l'hypothalamus transmet l'excitation directement à l'hypophyse.

On connaît un autre moyen de rendre fonctionnels les C.J. cycliques : il suffit, l'hypophyse étant présente, de mettre en œuvre, au moment de l'œstrus, un traitement œstrogène puissant et prolongé, ce qu'on réalise soit par injections répétées ([1]), ([2]), ([3]), soit par une injection unique d'un produit à activité prolongée ([2]), soit encore par l'implantation de pellets ([4]). Les C. J. obtenus sont plus gros que les C. J. pseudo-gestatifs et comparables à des C. J. de la deuxième moitié de la gestation. Ils sont fonctionnels, car le vagin est mucifié.

Récemment, il a été observé ([5]) qu'une stimulation électrique directe de l'hypothalamus peut prolonger la durée de l'œstrus chez la Ratte normale et que la stimulation mécanique du col utérin peut faire reparaître des frottis vaginaux de type œstral chez des Rattes entrées en diœstrus permanent à la suite de lésions hypothalamiques. Ces signes d'activité œstrogène ont été attribués à la stimulation, à point de départ nerveux, de la fonction folliculostimulante de l'hypophyse (F. S. H.).

Ainsi, d'une part, des œstrogènes sont sécrétés après stimulation cervicale; d'autre part, on sait que les œstrogènes stimulent la fonction lutéotrophe; on peut alors se demander si, lorsqu'on excite le col utérin, la décharge d'œstradiol qui peut en résulter n'est pas le stimulus spécifique de la fonction lutéotrophe. S'il en est ainsi, une injection unique d'œstradiol au moment où la femelle accepterait le mâle, doit déclencher une pseudo-gestation. Nous avons vérifié qu'il en est bien ainsi.

Des femelles Wistar adultes, à cycles réguliers, sont soumises à des frottis vaginaux et pesées chaque jour dans la matinée.

Sur un premier groupe de 14, on vérifie que la stimulation mécanique du col au moment de l'œstrus est toujours suivie d'un diœstrus de 12 à 14 jours et d'une élévation pondérale de 10 à 30 g ([6]).

A un deuxième groupe, on fait des injections uniques de 100 µg d'œstradiol non estérifié en solution huileuse (à cette dose, l'œstradiol utilisé n'a, chez des femelles castrées, provoqué qu'un œstrus fugace de 1 à 2 jours). Chez les Rattes entières, ce traitement peut ne pas affecter le déroulement des cycles. Mais, dans la moitié des cas, il est suivi d'une période de diœstrus de 10 à 16 jours; comme dans la pseudo-gestation classique, ce diœstrus s'accompagne d'une prise pondérale suivie d'une chute au retour des cycles. Ce tableau de pseudo-gestation a été obtenu au moins 18 fois sur les 36 animaux injectés durant le proœstrus et au moins chez 7 des 18 Rattes traitées au moment de l'œstrus. Mais s'agit-il d'une pseudo-gestation ? On peut répondre par l'affirmative parce que, sur d'autres Rattes traitées de façon analogue en période de proœstrus, on a passé un ou plusieurs fils dans une corne utérine 4 jours après l'injection. Dans les 5 cas où le diœstrus a été durable, on a pu, 5 jours plus tard, constater l'existence de déciduomes macroscopiques ou histologiques, certains d'ailleurs en voie de dégénérescence. Les ovaires contenaient de beaux C. J. de la taille de C. J. pseudo-gestatifs, mais en aucun cas il n'a été observé les très grands C. J. à grosses cellules qui résultent du traitement prolongé avec de fortes doses d'œstradiol.

Ni la progestérone, ni la testostérone, injectées dans les mêmes conditions à raison de 1 mg par voie sous-cutanée, n'ont produit de pseudo-gestations.

Discussion. — Une dose unique d'œstradiol, forte certes, mais à effet œstrogène relativement fugace, si l'on en juge par ses effets vaginaux, s'avère capable de déclencher une perturbation durable ayant tous les caractères d'une pseudo-gestation. Est-ce à dire que l'œstrogène est l'activateur spécifique unique de la fonction lutéotrophe au niveau du complexe hypothalamus-hypophyse, et que, lorsqu'on excite le col utérin, il y a décharge de F. S. H., puis d'œstrogène, et que c'est cet œstrogène qui met en route la fonction lutéotrophe ? Ce serait sans doute exagéré. On peut plutôt supposer que l'œstrogène, aux doses physiologiques, prépare le substratum hypothalamo-hypophysaire de la fonction lutéotrophe, le sensibilise à la stimulation nerveuse. Pour des doses fortes d'œstrogène, la stimulation nerveuse deviendrait inutile. Une telle conception permet d'établir un lien entre la pseudo-gestation par excitation du col utérin et l'activation du corps jaune par de fortes doses prolongées d'œstradiol.

(*) Séance du 4 février 1957.

(1) J. M. Wolfe, *Proc. Soc. Exp. Biol. and Med.*, 32, 1935, p. 757.

(2) H. Selye, J. B. Collip et D. L. Thomson, *Proc. Soc. Exp. Biol. and Med.*, 32, 1935, p. 1377.

(3) C. Merckel et W. O. Nelson, *Anatomical Record*, 76, 1940, p. 391.

(4) L. Desclin, *C. R. Soc. Biol.*, 143, 1949, p. 1004.

(5) J. J. Alloiteau, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 931.

(6) J. R. Brobeck, M. Wheatland et J. L. Strominger, *Endocrinology*, 40, 1947, p. 65.

NUTRITION. — *Efficacité biologique comparée de divers sels de calcium en fonction du taux calcique du régime alimentaire*. Note (*) de M[lle] **Denise Hugot** et M. **Jean Causeret**, présentée par M. Robert Courrier.

Dans les conditions expérimentales où se sont placés les auteurs, les variations de l'utilisation physiologique du calcium alimentaire en fonction du taux calcique du régime sont considérables, mais pratiquement les mêmes pour le calcium des trois sels étudiés (carbonate, sulfate, lactate).

Un certain nombre d'expérimentateurs se sont efforcés d'établir une « hiérarchie » des divers sels de calcium en fonction du degré d'utilisation physiologique de cet élément. Malheureusement, les résultats qu'ils ont obtenus sont contradictoires : certains n'observent aucune différence d'efficacité entre les sels qu'ils comparent, tandis que d'autres citent des classements très divers.

On peut se demander si ces divergences ne résultent pas, au moins pour une part, de l'ampleur des variations des quantités de calcium ingérées par les sujets dans les diverses expériences. En effet, l'un d'entre nous a montré antérieurement (1) que le coefficient de rétention du calcium d'un sel déterminé, le carbonate, varie considérablement avec le taux calcique du régime alimentaire. La hiérarchie des sels de calcium, par ordre d'efficacité biologique, ne peut donc être indépendante du taux calcique du régime, que si les corrélations qui lient l'efficacité biologique à ce taux sont les mêmes pour tous les sels : or, rien ne permet d'affirmer *a priori* qu'il en est ainsi.

Pour étudier cet aspect du problème, nous avons, chez le Rat, comparé l'utilisation physiologique du calcium de trois sels (carbonate, sulfate, lactate) *pour différentes valeurs du taux calcique alimentaire*.

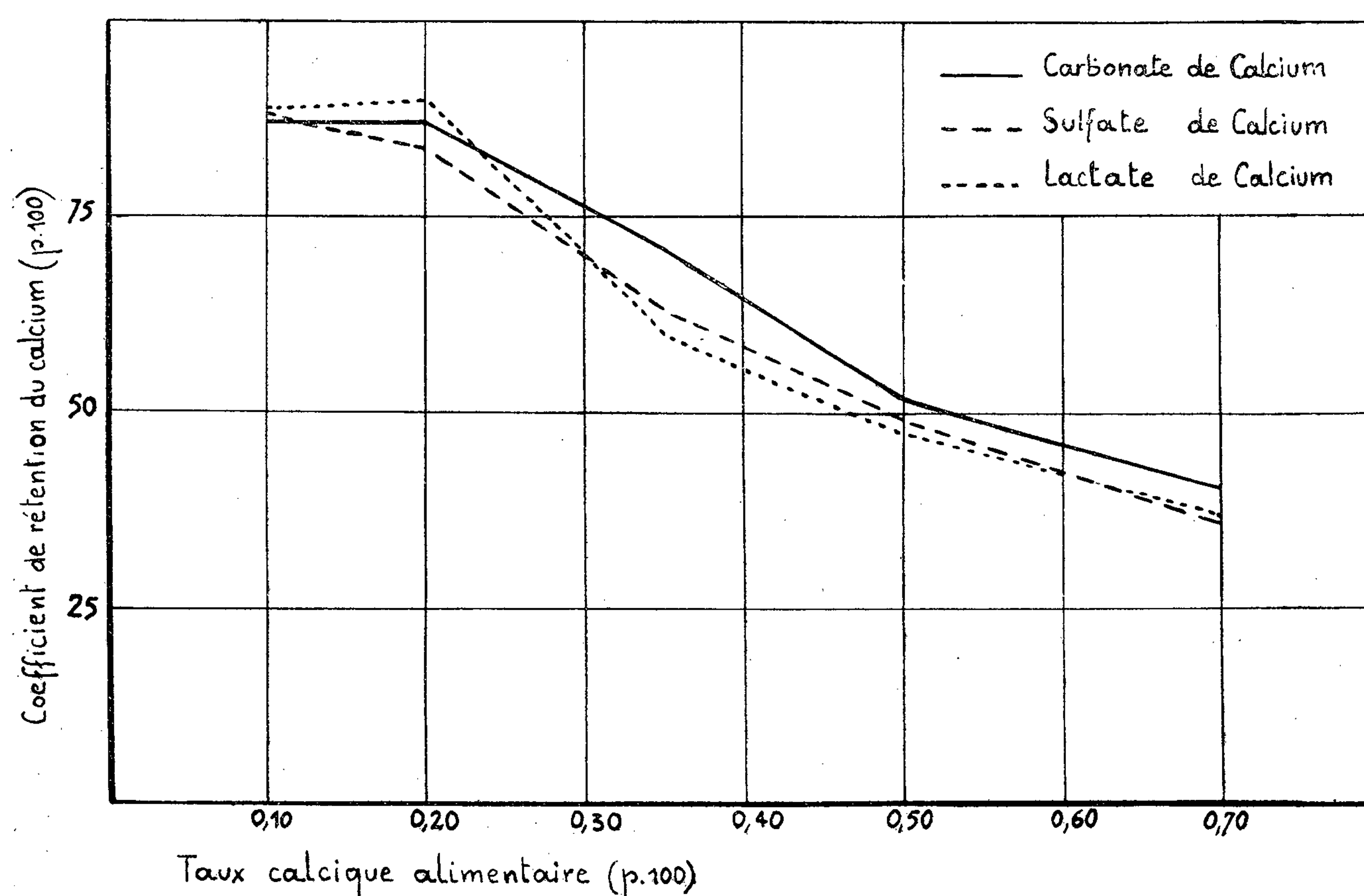
Quatre-vingt treize rats blancs, provenant de l'élevage du laboratoire, du sexe mâle, pesant de 55 à 75 g, ont été répartis en 15 lots de 6 ou 7 sujets. Le régime de base, commun à tous les lots, comprenait les constituants suivants : *caséine*, 18; *huile d'arachide*, 9; *amidon*, 45; *saccharose*, 24;

mélange salin sans Ca, 2; *agar-agar*, 2; *vitamines hydro-* et *liposolubles* (vitamine D : 300 U. I. pour 100 g). Pour chaque lot, une quantité convenable de carbonate, de sulfate ou de lactate de calcium a été substituée à une quantité égale d'amidon, en sorte que la teneur finale en calcium des régimes atteignît l'une des valeurs suivantes : 0,1, 0,2, 0,35, 0,5, 0,7 % (avec une teneur invariable en phosphore de 0,36 %).

Les coefficients de rétention du calcium ont été déterminés par la méthode des bilans, appliquée durant dix jours, au moyen d'un dispositif et suivant un protocole qui ont été décrits ailleurs ([2]). Nous rappelons simplement la formule du coefficient :

$$\text{C. R.} = \frac{\text{Ca ingéré} - (\text{Ca fécal} + \text{Ca urinaire})}{\text{Ca ingéré}} \times 100.$$

Le graphique montre que les variations de l'utilisation physiologique du calcium en fonction du taux calcique du régime sont considérables, mais qu'elles demeurent pratiquement indépendantes de la nature de



l'anion des sels étudiés : dans les conditions où nous nous sommes placés, le carbonate, le sulfate et le lactate de calcium paraissent également capables de satisfaire le besoin calcique du Rat.

Les résultats obtenus ont été en moyenne les suivants :

	Teneur en Ca du régime (%).	Ca retenu (mg/jour).	Coefficient de rétention (%).
Carbonate	0,1	7,5	87 ± 1,3
	0,2	16,8	86 ± 1,8
	0,35	21,0	71 ± 4,2
	0,5	25,1	52 ± 4,1
	0,7	25,3	40 ± 1,6
Sulfate	0,1	7,7	88 ± 1,6
	0,2	16,3	83 ± 2,5
	0,35	21,3	63 ± 3,2
	0,5	23,9	49 ± 1,8
	0,7	23,0	36 ± 2,5
Lactate	0,1	7,9	89 ± 1,1
	0,2	16,3	90 ± 1,1
	0,35	21,1	60 ± 4,3
	0,5	20,0	47 ± 2,7
	0,7	25,3	37 ± 2,3

(*) Séance du 21 janvier 1957.

(1) J. CAUSERET, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 104.

(2) J. CAUSERET, *Ann. Zootechnie*, 4, 1954, p. 271.

BIOLOGIE CELLULAIRE. — *Sur la biosynthèse induite de la β-glucuronidase chez* Escherichia coli. Note de M. **FRANÇOIS STOEBER**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La biosynthèse de la β-glucuronidase chez *Escherichia coli* est induite par divers analogues stériques des glucuronides, bien que ceux-ci ne soient pas des substrats de la glucuronidase et ne participent pas au métabolisme des cellules synthétisant cet enzyme.

Buehler, Katzmann et coll. (1), et D. Beall et G. A. Grant (2) ont montré que la présence de menthyl- ou de bornyl-glucuronide dans les cultures de certaines souches d'*Escherichia coli* favorisait la biosynthèse de la β-glucuronidase. Nous avons étudié les propriétés de cet enzyme et plus particulièrement les conditions de son induction par les glucuronides et certains de leurs analogues structuraux.

Nous avons obtenu par désintégration sonique des extraits d'*E. coli* (souche ML 30) présentant une forte activité glucuronidasique. Cette activité est déterminée à 38° C, dans un tampon au phosphate 0,02 M, à pH 7,1 et en présence de cystéine 10^{-3} M, par hydrolyse de phénolphtaléine-β-D-glucuronide (PPU) 0,0002 M; la phénolphtaléine libérée est dosée en milieu alcalin par mesure de l'absorption à 550 mμ (3). Dans les conditions définies ci-dessus, la vitesse de réaction est constante en fonction du temps jusqu'à 25 % d'hydrolyse au moins; en outre, elle est une fonction linéaire de la concentration d'enzyme.

Elle varie, d'autre part, en fonction de la concentration en PPU, conformément à la loi de Henri-Michaelis, mais seulement jusqu'à une concentration de l'ordre de 0,00015 M; au-delà de cette valeur, l'enzyme est inhibé par son substrat. La zone de pH optimum se situe entre pH 6,0 et 7,5. Les cations Na^+, K^+, NH_4^+, Mg^{++}, Ca^{++} et les anions $PO_4^{=}$ et $MoO_4^{=}$(M/100) n'exercent aucun effet sur l'activité de l'enzyme. L'inactivation thermique de la β-glucuronidase à 58° C suit une loi exponentielle jusqu'à 98,5 % d'inactivation; jusqu'à cette limite au moins, l'activité glucuronidasique semble donc être liée à une espèce molécuaire homogène.

L'induction de la β-glucuronidase chez ML 30 a été essayée au moyen des β-D-thioglucuronides suivants : thiométhyl-(TMU), thioéthyl-(TEU), thiopropyl-(TPrU), thioisopropyl-(TIPrU) et thiophényl-glucuronide (TPU), synthétisés selon la technique de B. Helferich, D. Türk et F. Stoeber ([4]). L'inducteur est ajouté à une culture de ML 30 agitée en fiole conique à 34° C en milieu synthétique minéral 56 ([5]) sans Cl_2Ca, tamponné à pH 7,0 et additionné de succinate de potassium à 5 mg/ml comme seule source de carbone. Après environ quatre doublements de la densité bactérienne, l'activité enzymatique de la suspension (agitée préalablement pendant 20 mn à 37° C en présence de 1/50 de volume de toluène pour détruire la semi-perméabilité des cellules) est mesurée directement en milieu minéral 56.

Le tableau suivant permet de comparer l'activité inductrice des divers thioglucuronides et d'un glucuronide vrai, le β-méthyl-D-glucuronide (MU).

Concentration de l'inducteur dans la culture.	Nature de l'inducteur.					
	TMU	TEU	TPrU	TIPrU	TPU	MU
10^{-3} M	63	268	528	460	968	13 600
10^{-4} M.........	23	22	148	162	709	20
10^{-5} M.........	20	22	22	30	158	20

Suspension témoin sans inducteur : 20.

Les chiffres expriment le nombre de μμmoles de PPU hydrolysé par mn/mg de poids sec bactérien.

On notera que, pour les divers thioglucuronides, le pouvoir inducteur croît lorsque le nombre d'atomes de carbone de l'aglycone augmente. En outre, le MU — bien que plus fortement inducteur que le TPU à la concentration 10^{-3} M — perd toute activité à 10^{-4} et 10^{-5} M, alors que l'action du TPU diminue beaucoup moins vite que sa concentration. Ceci est évidemment dû à ce que le MU est rapidement métabolisé par les bactéries, alors que le TPU ne l'est pas, comme on va le voir.

Les expériences suivantes montrent en effet que les thioglucuronides ne participent pas au métabolisme des cellules qu'ils induisent :

a. Le TMU et le TPU ne sont pas utilisés comme source de carbone et d'énergie pour la croissance des bactéries en milieu synthétique, alors que le MU est un bon substrat de croissance.

b. Le TPU n'est pas hydrolysé de façon décelable *in vitro* par la β-glucuronidase. Compte tenu de la sensibilité des techniques employées, une activité hydrolytique correspondant au 1/2000 de l'activité de l'enzyme sur le MU aurait été détectée.

c. Le surnageant d'une culture de ML 30 ayant effectué environ quatre doublements en présence de TPU 10^{-4} M radioactif (marqué au ^{35}S et synthétisé par la méthode déjà citée) est analysé chromatographiquement par autoradiographie. La tache de TPU du surnageant de culture est identique à celle du TPU témoin n'ayant pas été en contact avec les bactéries. Il en est de même pour la radioactivité extractible des corps bactériens eux-mêmes ([6]).

d. Les protéines bactériennes n'incorporent pas de ^{35}S au cours de la croissance en présence de TPU radioactif.

Les résultats exposés montrent que les thioglucuronides en général, et le TPU en particulier, induisent la biosynthèse de la β-glucuronidase chez *E. coli* ML 30, alors qu'ils ne sont pas hydrolysés par l'enzyme, ni métabolisés comme source de carbone et d'énergie, ni transformés chimiquement d'autre façon, dans les conditions où ils exercent leur activité inductrice. Ce cas illustre de manière particulièrement claire le fait, établi jusqu'à présent seulement pour la β-galactosidase d'*E. coli* ([5]), ([7]) et pour la pénicillinase de *Bacillus cereus* ([8]), que les propriétés inductrices d'une substance à l'égard d'un enzyme donné ne sont pas liées à son utilisation métabolique ni à ses propriétés de substrat vis-à-vis de l'enzyme considéré.

([1]) H. J. Buehler, P. A. Katzmann et E. A. Doisy, *Feder. Proc.*, 8, 1949, p. 189; et M. L. Doyle, P. A. Katzmann et E. A. Doisy, *J. Biol. Chem.*, 217, 1955, p. 921.
([2]) *Rev. Canad. Biol.*, 11, 1952, p. 51.
([3]) P. Talalay, W. H. Fischman et C. Huggins, *J. Biol. Chem.*, 166, 1946, p. 757.
([4]) *Chem. Ber.*, 89, 1956, p. 2220.
([5]) J. Monod, G. Cohen-Bazire et M. Cohn, *Biochim. Biophys. Acta*, 7, 1951, p. 585.
([6]) F. Stoeber, (à paraître).
([7]) J. Monod, *Exp. Annuels Biochim. Med.*, Masson Édit., série 17, 1955, p. 195.
([8]) M. R. Pollock, communication privée.

BIOCHIMIE. — *Inhibition,* in vitro, *de l'hydrolyse enzymatique du triphosphopyridine-nucléotide par la cortisone.* Note de MM. **Bernard Lubochinsky** et **Joseph Stolkowski**, présentée par M. Robert Courrier.

La cortisone inhibe *in vitro* l'hydrolyse enzymatique de la liaison nicotinamide-ribose du triphosphopyridine-nucléotide (TPN); elle n'inhibe pas l'hydrolyse de la même liaison dans le diphosphopyridine-nucléotide (DPN).

Il est généralement admis que le même enzyme, la diphosphopyridine nucléosidase (DPN ase) hydrolyse le DPN et le TPN. Les résultats que nous présentons pourraient être de nature à remettre en cause cette opinion.

Conditions expérimentales. — La préparation enzymatique est un extrait de poudre acétonique de foie de rat : 500 mg de poudre sont homogénéisés dans 5 ml de solution de bicarbonate de potassium 0,02 M; on centrifuge 20 mn à 18 000 g; on utilise le surnageant, après dialyse contre de l'eau distillée pendant 3 h avec agitation.

Nous dosons les pyridine-nucléotides par le *cyanure de potassium* [1]. Cette méthode permet de suivre spécifiquement l'hydrolyse de la liaison nicotinamide-ribose. Les dosages enzymatiques ont été effectués pour le TPN à l'aide de la glucose-6-phosphate-déshydrogénase et de glucose-6-phosphate, pour le DPN par l'alcool-déshydrogénase et l'alcool.

La nicotinamide a été dosée suivant D. E. Hughes [2].

Chaque *expérience* comporte :

TPN (ou *DPN*) 0,5 μMol; *Tris* [tris (hydroxyméthyl) aminométhane] pH 7,2, 100 μM; « *Versène* », pH 7,2, 1 μM; *Extrait enzymatique* 0,15 ml (environ 4 mg de protéine); *Cortisone*, 0,13 μM solution aqueuse d'acétate; *Volume final*, 1,2 ml. Incubation, 1 h à 37°. La réaction est arrêtée en plaçant les tubes 2 mn au bain-marie bouillant.

Résultats. — Nous avons trouvé, en utilisant le dosage au cyanure [3] :

	TPN hydrolysé (10^{-7} M).	DPN hydrolysé (10^{-7} M).
Sans cortisone	1,48	1,84
Avec cortisone	0,91	1,84
Inhibition (%)	38,5 ($\sigma_m = 3,2$)	0

Voici les résultats obtenus dans l'une de nos expériences :

	TPN hydrolysé (10^{-7} M).	Nicotinamide trouvée (10^{-7} M).
Sans cortisone	1,7	1,51
Avec cortisone	1,07	1,14
Inhibition (%)	37	–

L'augmentation de la concentration en TPN ralentit l'hydrolyse et favorise l'inhibition par la cortisone.

TPN présent (10^{-7} M)	4.	8.	16.
TNP hydrolysé :			
Sans cortisone	2,40	2,07	1,08
Avec cortisone	1,80	1,11	0,54
Inhibition (%)	25	46	50

La fraction de l'extrait qui précipite au sulfate d'ammonium entre 30 et 60 % de saturation nous a donné 39 % d'inhibition.

Des essais effectués avec des érythrocytes de lapin, lavés avec une

solution de Ringer phosphaté et laqués ([4]), permettent également de constater une inhibition de l'hydrolyse du TPN par la cortisone.

Avec un extrait de foie de rat, perfusé à l'aide de solution de Ringer phosphaté préalablement à la préparation de la poudre acétonique et dialysé une nuit contre de l'eau distillée, nous avons obtenu 40 % d'inhibition.

Nous avons également étudié l'action de la désoxycorticostérone (acétate) et de l'hydrocortisone (hémisuccinate) en solutions aqueuses. L'inhibition est en général inférieure à celle que nous donne la cortisone à des concentrations équivalentes.

Jusqu'à présent, on considère que c'est le même enzyme, la diphosphopyridine-nucléosidase (DPN ase) qui hydrolyse la liaison nicotinamide-ribose du DPN et du TPN. Le phénomène que nous signalons pose la question de l'existence de deux enzymes différents qui agiraient, l'un sur le DPN, l'autre sur le TPN, ce dernier étant sensible à l'action de la cortisone, le premier ne l'étant pas. Ou bien il faudrait admettre, dans l'éventualité de l'action d'un même enzyme sur les deux substrats, une inhibition préférentielle par la cortisone de l'hydrolyse du TPN, ce qui paraît peu probable.

Quoiqu'il en soit, l'action de la cortisone sur l'hydrolyse du TPN oriente l'étude de l'action *in vivo* de cette hormone vers une nouvelle voie.

(1) S. P. Colowick, N. O. Kaplan et M. M. Ciotti, *J. Biol. Chem.*, 191, 1951, p. 447-459.

(2) *Biochem. J.*, 45, 1949, nos 34-35.

(3) Moyenne de 12 expériences indépendantes.

(4) H. I. Kohn et J. R. Klein, *J. Biol. Chem.*, 135, 1940, p. 685-689.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Isolement d'une antivitamine* D *des parties aériennes des végétaux.* Note (*) de M. **Yves Raoul**, Mlles **Christiane Marnay**, **Noëllie Le Boulch**, **Monique Prelot**, Mme **Andrée Guerillot-Vinet**, MM. **René Bazier** et **Christian Baron**, présentée par M. René Fabre.

Nous décrivons ici l'isolement, à partir des feuilles et tiges de divers végétaux, d'une substance cristallisée, rachitigène à faible dose. Son caractère antagoniste de la vitamine D_3 est mis en évidence sur le Poulet.

L. W. Fitch et J. K. Ewer ([1]) ont remarqué que les moutons paissant les avoines vertes au début de l'hiver présentent du rachitisme. Le fait fut confirmé par A. B. Grant ([2]), J. Weits ([3]) et reproduit expérimentalement sur le Cobaye et le Rat. Une action rachitigène analogue avait été envisagée par L. Emerique ([4]) et R. Lecoq ([5]) pour les épinards frais et rapportée au carotène par M. Javillier et L. Emerique ([6]). Quoique les derniers travaux de A. B. Grant ([7]) et J. Weits ([8]) insistent également

sur cette hypothèse, M. E. Coates, S. K. Kon et J. W. C. Porter [9] dénient des propriétés rachitigènes au carotène. La présence, récemment démontrée dans de nombreuses espèces végétales [10], de la cétone 250 [11], devrait conférer à ces plantes une activité antirachitique de l'ordre de 500 à 1000 U. I. pour 100 g frais. Cependant, nous avons constaté [*loc. cit.* [10]] que ces mêmes espèces végétales aggravent le rachitisme du Poulet. La probabilité d'existence d'une substance inhibant l'action antirachitique de la cétone 250, donc fortement rachitigène, se trouvait augmentée et nous a incités à tenter son isolement.

Extraction. — Pour guider l'isolement, nous avons fait l'hypothèse qu'une substance rachitigène pourrait décalcifier l'os au profit du sang, un peu à la manière de la sécrétion parathyroïdienne. Comme test, nous utilisons la prolongation de l'hypercalcémie provoquée par l'ingestion de sels de calcium sur le Lapin préconisée notamment par F. J. Dyer [12], en suivant une technique précisée par C. Marnay et M. Prelot [13]. L'essai est positif si l'hypercalcémiedu Lapin recevant la fraction à essayer est, dans ces conditions, supérieure à 20 mg par litre de sérum.

Nous partons de végétaux frais ou séchés lentement à l'ombre : avoine verte, mélanges de graminées de prairies, choux, etc. Les herbes fraîches sont passées au moulin à vis, et additionnées d'éther renfermant 10 % d'alcool pour les recouvrir et abandonnées 2 h. Les végétaux secs pulvérisés sont extraits par le benzène. Les extraits obtenus sont, après évaporation sous vide, soumis à une chromatographie sur 50 fois leur poids d'alumine (type Brockmann). La colonne est lavée successivement par l'éther de pétrole, l'éther de pétrole-benzène (9 vol-1 vol), l'éther de pétrole-benzène (5 vol-5 vol) (qui élue notamment la « cétone 250 ») et le benzène. La fraction benzénique renfermant la majeure partie de l'activité hypercalcémiante selon le test de Dyer, est filtrée sur floridine pour éliminer les caroténoïdes. Après évaporation, on soumet cette fraction à une distillation sous haut vide à 100-105° C. Le distillat forme des arbuscules par évaporation lente d'une solution éthérée. Après purification, ce produit passe à la chromatographie dans le mélange éther de pétrole-benzène à parties égales et fournit, au test de Dyer, une hypercalcémie moyenne de + 30 mg par litre de sérum pour une injection de 2 mg au Lapin.

Caractères de la substance antivitaminique D. — La substance obtenue à partir des mélanges de graminées de prairies, de l'avoine ou du chou les mêmes caractères : F 50° environ; Spectre ultraviolet λ_{max} : 275 mμ, $É^{1\%}_{1\,cm}$ 40 (éther); Spectres infrarouges λ_{max} (en μ) : 2,8, 2,9, 3,4, 5,82, 6,25, 6,35, 6,85, 7,25, 7,8, 8,9 et 9,3; Réaction de Liebermann vert olive; Réaction de Carr et Price rose violacé; Absence d'azote, de soufre et de chlore.

Essai du pouvoir antivitaminique D (*ou rachitigène*). — La substance est essayée sur le Poulet soumis au régime de « l'Association of Agricultural Chemists » ([14]). L'état de calcification de la région tarso-métatarsienne est évalué en indices (i) de Guerillot-Vinet (*). Rappelons que $i > 0{,}30$ indique un rachitisme avéré et $i < 0{,}20$ une guérison complète. La teneur en cendres des fémurs est également déterminée dans l'un des essais (tableau).

Action du facteur antivitaminique D *extrait des végétaux verts sur le Poulet rachitique et traité par la vitamine* D_3.

(Moyennes par groupes de cinq poulets.)

Substances administrées.		Série 16, 22e jour.	Série 20, 19e jour.	
Vitamine D_3 (µg).	Facteur antivitaminique D (µg).	Indices de Guerillot-Vinet (i) (*).	Indices de Guerillot-Vinet (i) (*).	Cendres % du poids sec (fémur).
0	0	0,35	0,31	33,72
0,05	0	0,19	0,22	38,71
0	0,2	–	0,32	31,76
0	2	–	0,33	30,96
0	5	–	0,36	31,04
0	25	0,37	–	–
0,05	0,2	–	0,27	35,47
0,05	1,25	0,28	–	–
0,05	2	–	0,27	35,15

(*) Rapport de la distance tarse-métatarse à la distance tibia-métatarse.

L'examen du tableau montre que des doses relativement faibles (0,2 µ g/jour) de la substance antivitaminique D suffisent à réduire de 50 %environ l'action curative de la vitamine D_3 sur le Poulet rachitique.Cette inhibition se manifeste avec la même intensité par l'augmentationde l'indice radiographique ou la diminution du pourcentage des cendres. Des doses plus élevées ne paraissent pas plus actives. Sans vitamine D_3, la substance étudiée aggrave nettement le rachitisme, en particulier dans la série 20 qui est arrêtée au moment où les témoins sont juste rachitiques.

Des expériences préliminaires nous ont montré que la substance antivitaminique est également antagoniste vis-à-vis de la cétone 250, facteur antirachitique contenu dans les mêmes végétaux. L'importance pratique ces observations pour la calcification des animaux, en particulier celle de des herbivores, reste à déterminer.

(*) Séance du 4 février 1957.

(1) *Australian Vet. J.*, **20**, 1944, p. 220; T. K. Ewer et P. Bartrum, *Ibid.*, **24**, 1948, p. 73; T. K. Ewer, *Nature* (Londres), **166**, 1950, p. 732.

(2) *Nature* (Londres), **168**, 1951, p. 789.

(3) *Nature* (Londres), **170**, 1952, p. 891.

(4) *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 879.

(5) *Comptes rendus*, **211**, 1940, p. 189.

(6) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 289.

(7) *Nature* (Londres), **172**, 1953, p. 627.

(8) *Neth. J. Agric. Sc.*, **2**, 1954, p. 32.

(9) *Brit. Med. Bull.*, **12**, 1956, p. 61.

(10) Y. Raoul, N. Le Boulch, C. Baron, R. Bazier et A. Guerillot-Vinet, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **38**, 1956, p. 885.

(11) Y. Raoul, N. Le Boulch, A. Guerillot-Vinet, R. Dulou et C. Baron, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1882.

(12) *Quart. J. Pharm. and Pharmacol.*, **8**, 1935, p. 197.

(13) C. Marnay et M. Prelot, *C. R. Soc. Biol.*, **150**, 1956, p. 366.

(14) *Official and tentative Methods of Analysis*, 6e éd., 1945, p. 625.

IMMUNOLOGIE. — *Le comportement différent des hématies humaines et animales dans la réaction d'immuno-adhérence vis-à-vis du staphylocoque*. Note de MM. **Raoul Kourilsky, René Pieron** et **Rémy Richou**, présentée par M. Gaston Ramon.

La réaction d'immuno-adhérence, décrite par Nelson (1) à propos du Tréponème, consiste en l'adhérence des bactéries à la surface des hématies en présence de sérum contenant l'anticorps spécifique et le complément.

Elle se fait en deux temps successifs : mise en présence des bactéries et du sérum, addition des hématies.

Dans des recherches précédentes (2), faites sur des staphylocoques dorés avec des sérums et des hématies humains, nous avons démontré que la réaction met en jeu un anticorps spécifique et ne peut plus être obtenue après absorption du sérum par des bactéries tuées par la chaleur et desséchées. Anticorps et complément n'interviennent directement que pendant le premier temps de la réaction pour former un complexe bactérie + anticorps + complément qui, dans un deuxième temps se fixe sur les hématies. Cette fixation se fait alors indépendamment de la présence d'anticorps et du complément dans le milieu.

Nous avons également établi (3) que le système antigène-anticorps, responsable de la réaction pour le staphylocoque, est différent du système agglutinogène-agglutinine. De plus, l'antigène n'est pas détruit par la papaïne; il ne serait donc pas de nature protidique, mais lipopolysaccharidique ou polyosidique.

En ce qui concerne le support globulaire, l'adhérence peut se faire sur des hématies lysées, alors qu'elle ne se produit plus si les hématies ont été préalablement traitées par l'acide tannique ou par la papaïne, ce qui indique que la substance globulaire de surface, réceptrice du complexe formé par la bactérie, l'anticorps et le complément, est de nature protidique.

Poursuivant l'analyse des conditions de la réaction, nous avons utilisé des sérums et des hématies de provenance animale et non humaine; or, toutes les réactions, mettant en jeu à la fois du sérum et des hématies d'un même animal ont été négatives (63 sur 63).

Les espèces suivantes ont été étudiées : Lapin (15), Cobayes (6), Souris (6), Cheval (9), Vache (18), Mouton (12), Chien (6), Poule (6).

Si à l'inverse on emploie des sérums animaux vis-à-vis d'hématies humaines, la réaction est constamment positive pour certaines espèces et non pour d'autres.

Résultats comparatifs des tests mettant en jeu, soit du sérum animal et des hématies humaines (Sa-GRh), *soit du sérum humain et des hématies animales* (Sh-GRa) (*).

	Sa GRh.		Sh GRa.	
	Nombre de tests.	Résultats.	Nombre de tests.	Résultats.
Lapin	3	+ (3)	3	— (3)
Cobaye	3	+ (3)	6	— (6)
Souris	0	–	6	— (6)
Cheval	6	+ (6)	3	— (3)
Vache	15	+ (15)	15	— (15)
Mouton	12	+ (3) — (9)	12	— (12)
Chien	6	— (6)	6	— (6)
Poule	6	+ (6) — (4)	6	— (6)

(*) Tous les tests témoins sérum animal-hématies animales ont été négatifs. Tous les tests témoins sérum humain-hématies humaines ont été positifs, sauf un, pour lequel le sérum fut éprouvé avec des hématies de vache, et les hématies avec du sérum de la même vache.

Si l'on utilise du sérum humain vis-à-vis d'hématies d'origine animale, l'immuno-adhérence est impossible. Déjà Nelson avait constaté ce fait avec des hématies de moutons et de lapins. L'inaptitude des hématies animales à jouer le rôle de support dans la réaction de l'immuno-adhérence explique la négativité de tous les tests faits avec des sérums et des hématies animales homologues. Les hématies animales ne possèdent donc pas les mêmes récepteurs protidiques de surface que les hématies humaines, dans ce type particulier de réaction immunologique.

(1) *Science*, 118, n° 3 077, 1953, p. 733.
(2) R. Kourilsky, R. Pieron, S. Kourilsky, R. Robineaux et G. Voisin, *Ann. Inst. Pasteur*, 89, 1955, p. 273.
(3) R. Kourilsky, J. Pillet et R. Pieron, *Ann. Inst. Pasteur*, 90, 1956, p. 1.

A 15 h 40 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

La Commission nommée à cet effet présente une liste de Savants qui pourraient être élus à chacune des places d'Associés étrangers vacantes par la mort de MM. *Albert Einstein* et *Walter Sydney Adams*.

La séance est levée à 17 h 10 m.

L. B.

ERRATA.

—

(*Comptes rendus* du 19 novembre 1956.)

Note présentée le 12 novembre 1956, de M[lles] *Monique Rémy* et *Suzanne Allary*, Rôle des feuilles adultes chez le Pois :

Page 1663, 9[e] ligne en remontant, *au lieu de* dans le tableau I, les plantes..., *lire* dans le tableau I. Les plantes....

Page 1664, 7[e] et 8[e] lignes en remontant, *au lieu de* (inhibition acripète). Ses deux actions..., *lire* (inhibition acropète). Ces deux actions...; 4[e] ligne en remontant, *au lieu de* du type Lilas (*r*), *lire* du type Lilas (1).

Page 1665, 2[e] et 3[e] lignes en descendant, *au lieu de* des feuilles de grande taille du Pois, son absence de polarité et son caractère additif interdisant que l'on tente..., *lire* des feuilles de grande taille du Pois. Son absence de polarité et son caractère additif interdisent que l'on tente....

(*Comptes rendus* du 26 novembre 1956.)

Comité secret :

Page 1811, dans la liste des Membres de la Commission de la Réforme de l'Enseignement scientifique, le nom de M. **René Perrin**, *omis*, doit être *ajouté*.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE DÉCEMBRE 1956.

(*suite et fin*).

Académie des sciences de l'U. R. S. S. *Rôle de l'Académie des sciences dans l'histoire du développement de la chimie organique*, par N. D. ZELINSKI. Moscou, 1945; 1 fasc. 25 cm.

Institut d'astrophysique de l'Université de Liège. Observatoire royal de Belgique. *Le spectre solaire de* 2,8 *à* 23,7 *microns*. Première partie : *Atlas photométrique*, par M. MIGEOTTE, L. NEVEU, J. SWENSSON; 1 vol. 61,5 cm × 31 cm.

Histoire de la chirurgie, par WALTER VON BRUNN. Traduction française de CH. et ANDRÉE COURY. Préface de PAUL PADOVANI. Paris, Lamarre, 1955; 1 vol. 17,5 cm.

Histoire de la physique, par MAX VON LAUE. Traduction française de HENRI PIATIER. Préface de MAURICE DE BROGLIE. Paris, Lamarre, 1953; 1 vol. 17,5 cm.

Histoire de la chimie, par PAUL WALDEN. Traduction française par EUGÈNE DARMOIS. Paris, Lamarre, 1953; 1 vol. 17,5 cm.

Histoire des mathématiques, par O. BECKER et J. F. HOFMANN. Traduction de R. JOUAN. Préface par GEORGES BOULIGAND. Paris, Lamarre, 1956; 1 vol. 17,5 cm.

Histoire de l'astronomie, par FRIEDRICH BECKER. Deuxième édition. Texte français de FRANCIS CUSSET, suivie de l'*Astronomie moderne*, par ERNEST ESCLANGON. Paris, Lamarre, 1954; 1 vol. 17,5 cm.

Medida del Tiempo, por MARIANO MARTIN LORON. Madrid, 1956; 1 vol. 19,5 cm.

Annuaire pour l'an 1957 publié par le BUREAU DES LONGITUDES, avec un supplément pour l'an 1958. Paris, Gauthier-Villars, 1956; 1 vol. 19 cm.

Ministère du Commerce et de l'Industrie. *Carte géologique détaillée de la France. Département de la Guyane*, à l'échelle du 1/100 000e, par B. CHOUBERT. *Feuille de Cayenne* et *Notice explicative*, par B. CHOUBERT. Paris, Imprimerie nationale, 1956; 1 fasc. 23,5 cm.

Dictionnaire allemand-français et français-allemand. Vocabulaire technique. Électricité. Radio et Éclairagisme, par ÉMILE FRANÇOIS. Deuxième édition revue, corrigée et augmentée. Paris, Gauthier-Villars, 1956; 1 vol. 20,5 cm.

Monographies de chimie physique. Les dislocations, par J. FRIEDEL. Paris, Gauthier-Villars, 1956; 1 vol. 25 cm.

Mémorial des sciences mathématiques. Fasc. CXXXV. *Mouvements plans d'un fluide en présence d'un profil mobile*, par GÉRARD COUCHET. Paris, Gauthier-Villars, 1956; 1 fasc. 21 cm.

Hommage à André Claude 1900-1955. Documents réunis et publiés par les Établissements Claude Paz et Silva; 1 fasc. 27 cm.

Les facteurs de la croissance cellulaire. Activation et inhibition, par J.-ANDRÉ THOMAS. *Exposés actuels de biologie cellulaire*, in *Biocytologie*. Paris, Masson, 1956 ; 1 vol. 25,5 cm (présenté par M. Ch. Champy).

Office central de faunistique. Faune de France. Fasc. 60. *Bryozoaires*. Première partie : *Entoproctes*, *Phylactoléies*, *Cténostomes*, par MARCEL PRENANT, GENEVIÈVE BOBIN. Paris, Paul Lechevalier, 1956 ; 1 vol. 25,5 cm (présenté par M. L. Fage).

Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air. Calcul numérique, *calcul physique*, *application à la thermocinétique*, par PIERRE VERNOTTE. Préface de GUSTAVE RIBAUD. Paris, Au service de documentation et d'information technique de l'Aéronautique, 1956; 1 vol. 27 cm.

Calendrier des réunions et congrès scientifiques internationaux prévus pour l'année 1957. Paris, Centre national de la recherche scientifique, Service des Colloques, 5e Bureau; 1 fasc. 27 cm.

Sur les fonctions hypergéométriques d'ordre supérieur, par NIELS ERIK NÖRLUND, in *Matematisk-fisiske Skrifter udgivet af det Kongehge Danske Videnskabernes Selskab*. Bind 1, n° 2, 1956. København, 1956; 1 fasc. 26 cm.

The geological survey of Japan its History, *Organization and Work*, by KATSU KANEKO. Hisamoto-chô, Kawasaki-shi, Japan; 1 fasc. 25,5 cm.

On spermiogenesis, *morphology of the spermatozoon*, *and Biology of fertilization among invertebrates*, by ÅKE FRANZÉN. Thèse, Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri AB, 1956; 1 vol. 24,5 cm.

Investigations into spermiogenesis and sperm morphology among invertebrates, by ÅKE FRANZÉN. Thèse, Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri AB, 1956; 1 fasc. 24,5 cm.

Learning, *problem-solving and after-effects*, by ÅKE FÄLTHEIM. Thèse, Uppsala, 1956; 1 vol. 23,5 cm.

Spallation of medium weight elements, by GÖSTA RUDSTAM. Thèse, Uppsala, 1955 ; 1 vol. 23 cm.

Symbolæ botanicæ Upsaliensis XIV : 2. *The cardamine pratensis complex outlines of its cyto-genetics and taxonomy*, by BÖRJE LOVKVIST. Thèse, Uppsala, A. B. Lundequistska Bokhandeln, 1956; 1 vol. 25,5 cm.

Inealzirea prin inductie Joasă si inaltă frecventá, par CHISTOFOR VAZACA. Bucuresti, Editura Academiei republicii populare romine, 1956; 1 vol. 24 cm.

Monografii de tehnica. I. *Sistemul practie general de Marimi si unitati. Teorie si aplicare de* C. I. BUDEANU. Bucuresti, Editura Academiei republicii populare romine, 1956 ; 1 vol. 21 cm.

Opera matematica a lui Alexandru Pantazi, par G. VRANCEANU, TIBERIU MIHAILESCU, A. DOBRESCU. Bucuresti, Editura Academiei republicii populare romine, 1956; 1 vol. 24 cm.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE JANVIER 1957.

Découverte de la matière, par JEAN-JACQUES TRILLAT. Préface de MAURICE DE BROGLIE et LOUIS DE BROGLIE, in *Sciences d'aujourd'hui*. Paris, Albin Michel, 1956; 1 vol. 19 cm.

L'énergie atomique dans ses répercussions sur la vie et la santé, par RAYMOND CHASTEL, M. A. DOLLFUS, MAURICE FONTAINE, HUBERT GARRIGUE, A. HADDOW, J. LABERRIGUE-FROLOW, J. LABEYRIE, ANTOINE LACASSAGNE, M. LEFORT, J. LEJEUNE, M. MARCOVITCH, F. NETTER, JEAN ORCEL, E. RABINOWITCH, J. ROULLEAU, PIERRE SAVEL, M[lle] O. TANAEWSKY, R. TURPIN, P. VIGIER, E. WASSY, M[lle] T. YUASA, PIERRE BIQUARD, PH. L'HÉRITIER, M. SCHUHL. Textes rassemblés par PIERRE BICQUARD. Paris, L'Expansion, 1956; 1 vol. 21 cm.

A Ciba Foundation Symposium on the Nature of viruses. London, J. et A. Churchill, 1957; 1 vol. 20,5 cm.

Formulaire de l'Électricien-Praticien, par JULES VERGER et ANTONIN EUTROPE, à l'usage des Maîtres de l'œuvre, des Chefs d'entreprise, des anciens élèves des écoles techniques, des Techniciens de la maîtrise, des Chefs ouvriers qualifiés. Paris, S.O.N.U.S., 1956; 1 vol. 16 cm.

Sécurité, *Recueil des dispositions relatives à la sécurité dans l'utilisation de l'Électricité*, à l'usage des Architectes, Ingénieurs, Chefs d'Entreprises et d'Industries, Propriétaires et responsables d'installations électriques. Rédigé sous la direction de M. JULES VERGER, par les Ingénieurs et Techniciens des Établissements Jules Verger et Delporte. Complément au formulaire de l'Électricien-Praticien. Paris, S.O.N.U.S., 1956; 1 vol. 16 cm.

Introduction à la climatologie dynamique de l'Amérique du Nord, de l'Atlantique Nord et de l'Europe, par ANTONIO GIÃO et M. FERREIRA. Extrait de la *Revue Geofisica pura e applicata*. Milano, Vol. XXXIV, 1956; 1 fasc. 24 cm.

Sur le comportement du vecteur d'advection des perturbations et du tourbillon vertical en altitude, par ANTONIO GIÃO. Extrait de la *Revue Geofisica pura e applicata*. Milano, Vol. XXXIV, 1956; 1 fasc. 24 cm.

L'oxycéphalie : un cas chez un Nord-africain, par PIERRE-A. VASSAL, A. BELLALOUNA et R. MASSARI. Extrait du *Bulletin de la Société d'Anthropologie*. T. VI, 10[e] série. Paris, 1955; 1 fasc. 24,5 cm.

La physio-pathologie dans le Panthéon Égyptien : les dieux Bès et Phtah, le nain et l'embryon, par PIERRE-A. VASSAL. Extrait des *Bulletins* et *Mémoires de la Société d'Anthropologie*. T. VII, 10[e] série. Fasc. 3-4. Paris, 1956; 1 fasc. 24 cm.

D'où vient le mot scorbut?, par PIERRE-A. VASSAL. Extrait de la *Revue de Pathologie et de Physiologie clinique*, n° 680. Paris, 1956; 1 fasc. 24 cm.

International Mathematical Union. *Report of the executive committee to the national adhering organizations*. Covering the period April, 1955 — May 31, 1956; 1 fasc. 20,5 cm.

Sur les lettres du physicien Magellan, conservées aux Archives nationales, par ARTHUR BIREMBAUT. Extrait de la *Revue d'Histoire des Sciences et de leurs applications*. Paris, Presses universitaires de France, 1956; 1 fasc. 24 cm.

Slovensko vo fotografii Karola Plicku. Osteva-Martin, 1956; 1 vol. 34,5 cm.

Residencia Estudiantil de la Universidad del Zulia. Publicaciones de la Dirección de Cultura de la Universidad Nacional del Zulia. Maracaibo, 1956; 1 fasc. 23 cm.

Académie des Sciences de Lettonie. *Xème let raboty Akademii naouk latviiskoï SSR* (1946-1956). Riga, 1956; 1 vol. 22,5 cm.

Les précis pratiques. Médecine du travail, publié sous la direction de CAMILLE SIMONIN, avec la collaboration de P. ANDLAUER, LÉON BENDER, M. BUCH, A.-J. CHAUMONT, RENÉ FONTAINE, J. FOURCADE, PAUL FRITSCH, ANDRÉ FRŒLICH, R. FROT, H. GAUDIOT, P. GILLIOT, C. M, GROS, A. HANNS, CHARLES KAYSER, MARC KLEIN, JACQUES MEHL, B. METZ, JEAN NORDMANN, PIERRE OUDET, L.-M. PAUTRIER, MARC RUNACHER, LÉON RUYSSEN, J. L. STROH, ROBERT TULASNE, ROBERT WAITZ, E. WEIL, THÉODORE WURCH. Deuxième édition. Paris, Maloine, 1956; 1 vol. 22,5 cm.

Walter Sydney Adams 1876-1956, par FREDERICK J. M. STRATTON. Extrait de *Biographical Memoirs of Fellows of the Royal Society*. Vol. II. London 1956; 1 fasc. 25,5 cm.

Cours de géométrie différentielle locale, par JEAN FAVARD, in *Cahiers scientifiques*, fasc. XXIV. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 vol. 24 cm.

Les bases mathématiques de la théorie des processus thermodynamiques irréversibles, par KYRILLE POPOFF, in *Memorial des sciences physiques*. Paris, Gauthier-Villars, 1956; 1 fasc. 24 cm (présenté par M. G. Ribaud).

Structure of rings, by NATHAN JACOBSON, in *American mathematical Society colloquium publications*. Vol. XXXVII, 1956; 1 vol. 25,5 cm.

(*A suivre*).

ACADÉMIE DES SCIENCES

SÉANCE DU LUNDI 18 FÉVRIER 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur l'affinage très poussé de l'uranium par la méthode de la zone fondue.* Note (*) de MM. **Philippe Albert, Omourtague Dimitrov, Jacques Le Héricy** et **Georges Chaudron.**

La méthode de la zone fondue nous a déjà permis d'obtenir de l'aluminium de très haute pureté et d'indiquer de nouvelles propriétés physiques et chimiques de ce métal ([1]), ([2]). Nous avons envisagé de l'employer dans le cas de l'uranium; toutefois, par suite de la très grande réactivité de ce métal, cette technique apparaissait de prime abord comme très difficile à mettre en œuvre.

Nous avons utilisé comme point de départ l'uranium industriel préparé en France par la méthode de Goldschmidt et Vertès ([3]) dans laquelle le métal est obtenu par calciothermie du fluorure d'uranium.

Nos expériences d'affinage étaient effectuées sur un barreau de 340 mm de longueur et d'un diamètre de 12 mm; on obtenait la fusion d'une zone de 3 à 5 cm au moyen d'un chauffage par haute fréquence. Le métal était placé dans une nacelle en oxyde d'uranium UO_2 de haute pureté, fritté ([4]), et cette fusion par zone s'effectuait dans de l'argon purifié sur des copeaux d'uranium.

Il convenait tout d'abord de choisir une vitesse de passage de la zone fondue suffisamment favorable pour obtenir la purification dans le cas d'un élément étranger qui présente avec l'uranium un diagramme convenable, c'est-à-dire que, à une température donnée, la solubilité de l'élément dans l'uranium liquide est plus grande que dans le métal solide. Le radiocobalt 60 est particulièrement propre pour effectuer cet essai, car il constitue un excellent traceur et d'autre part son diagramme d'équilibre dans la partie initiale est comparable à celui que donne l'uranium avec deux de ses impuretés majeures, le fer et le silicium.

La comparaison des figures 1 et 2 permet de se rendre compte de l'intérêt que présente un passage assez lent de la zone fondue d'un bout à l'autre du barreau d'uranium. C'est pourquoi nous avons choisi une vitesse

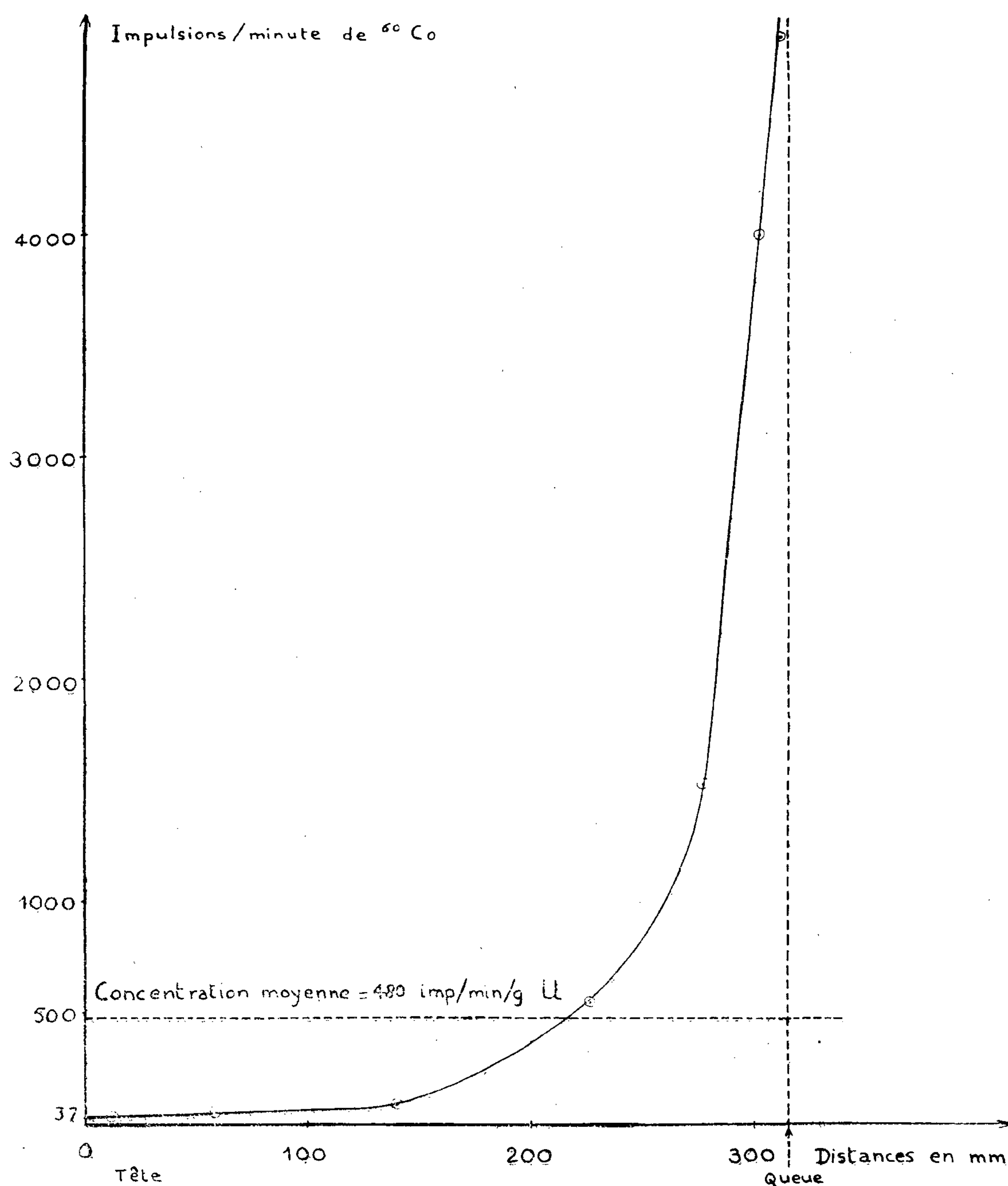


Fig. 1. — Répartition de ^{60}Co dans un barreau d'uranium après 8 passages de la zone fondue, à une vitesse de 1,5 cm/h.

de 0,6 cm/h. Le tableau I met en évidence la purification qui a été obtenue dans le cas d'un certain nombre d'éléments pour lesquels il a été possible d'effectuer le dosage par spectrographie.

Dans une seconde série d'essais, pour lesquels nous avons employé un échantillon de métal dont la pureté était plus élevée (tableau II) que celle du métal utilisé dans les premiers essais, nous avons obtenu des purifications importantes. Dans le cas du fer, nous avons effectué les dosages par colorimétrie et nous avons pu établir le diagramme de la figure 3.

Après 15 passages de la zone fondue, la teneur en fer est tombée de 37 à 4 et à 2 parties par million sur une longueur de 200 mm du barreau.

La purification par zone fondue est également très efficace dans le cas du carbone (tableau III) puisque, après neuf passages de la zone fondue, la teneur initiale de 120 p. p. m. diminue jusqu'à une valeur inférieure à 10 pour la tête du barreau.

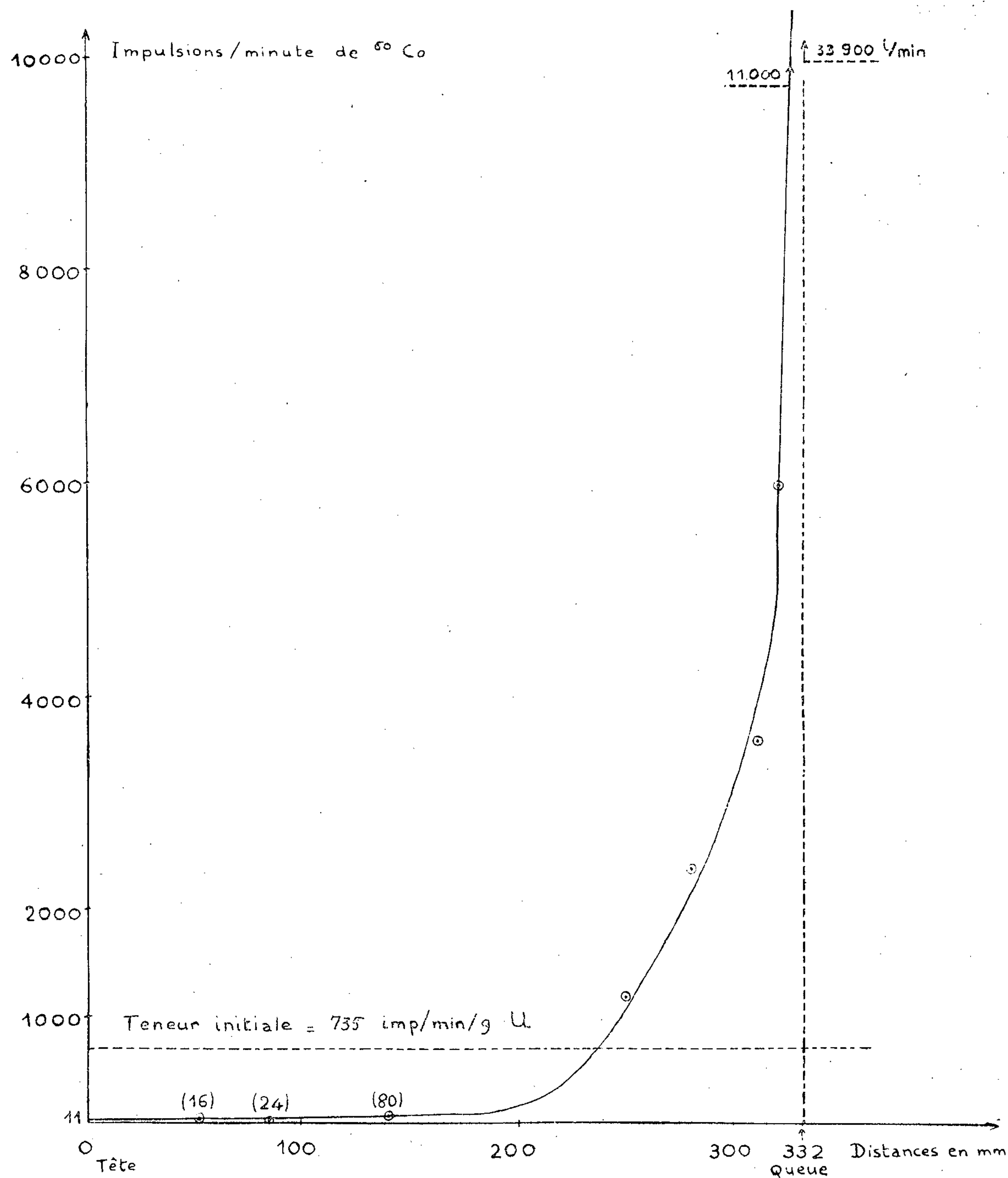


Fig. 2. — Répartition de ^{60}Co dans un barreau d'uranium après 8 passages de la zone fondue, à une vitesse de 0,6 cm/h.

Dans le cas de l'oxygène et de l'azote on observe également une purification, mais on ne peut pas l'expliquer par le seul mécanisme de la zone fondue, il nous semble qu'on doit supposer qu'il se produit une décantation de l'impureté dans l'état liquide.

TABLEAU I.

Teneur des impuretés en parties pour millions.

Impureté dosée.	Teneur en p. p. m. avant purification.	Teneur en p. p. m. après purification. — Vitesse de déplacement de la zone fondue de 1,5 cm/h.		de 0,6 cm/h.	
		Tête.	Queue.	Tête.	Queue.
Fer { Chimie	220	19 ± 5	2 020	10 ± 1	—
Fer { Spectro	220	20–25	1 500	15 à 20	1 600
Si Spectro	100	10	1 800	1–10	100–1 000
Ni Spectro	100	4	1 000	5	800– 900
Cu Spectro	50	20	135	< 20	175
Mn Spectro	10	< 4	25–30	≦ 4	25
Cr Spectro	7	≦ 4	15–20	5	13
B Spectro	0,2	0,1	0,1–0,2	0,1	0,5–0,7
Al Spectro	Le métal de tête est plus pur que le métal de queue et que le métal de départ				

TABLEAU II.

Fe	37	Ni	6
Si	90	Cr	4
Cu	< 20	Mn	4
B	0,1		

TABLEAU III.

Elément dosé	Métal avant traitement de Zone Fondue	Métal prélevé après purification par "Zone Fondue" — Tête du barreau		35 mm de la tête	120 mm de la tête	Queue du barreau	
		9 passages	15 passages	15 passages	15 passages	9 passages	15 passages
FER	37	4 ± 1	4 ± 1	3 ± 1	2 ± 1		400 ± 50
CARBONE	120 ± 10	≤ 10		35 à 40		≃ 300	150 à 200
OXYGÈNE	20 ± 1	< 5	< 14		6	2	< 4
AZOTE — Dosage chimique	18 ± 1	15 ± 1	15 ± 2		9 à 10	5 ± 1	5 ± 1
AZOTE — Dosage par fusion dans le graphite	14 ± 1	< 5	< 12		2	< 1	< 3

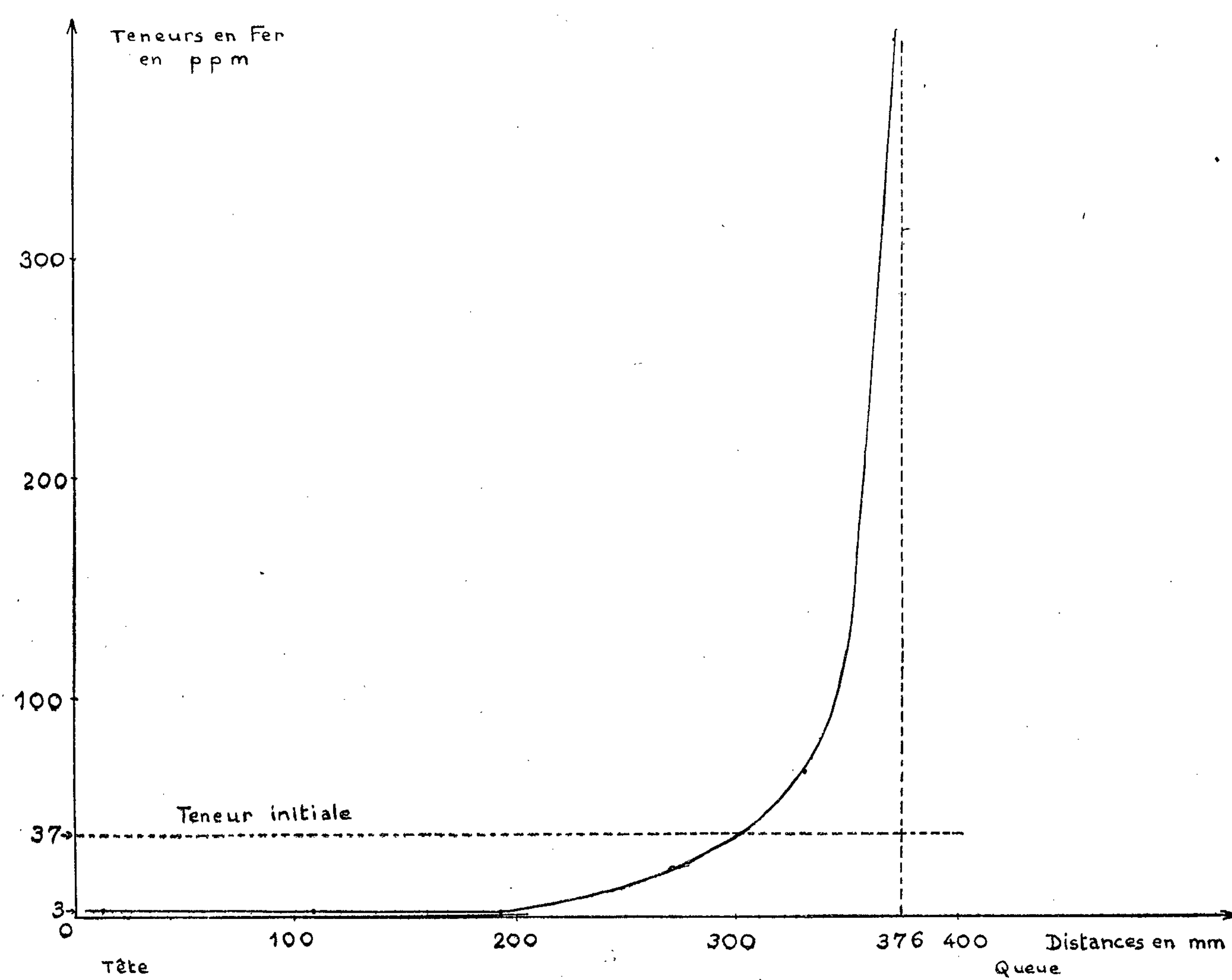


Fig. 3. — Répartition du fer dans un barreau d'uranium après 15 passages de la zone fondue (après 9 passages, les six derniers centimètres ont été remplacés par du métal de pureté initiale).

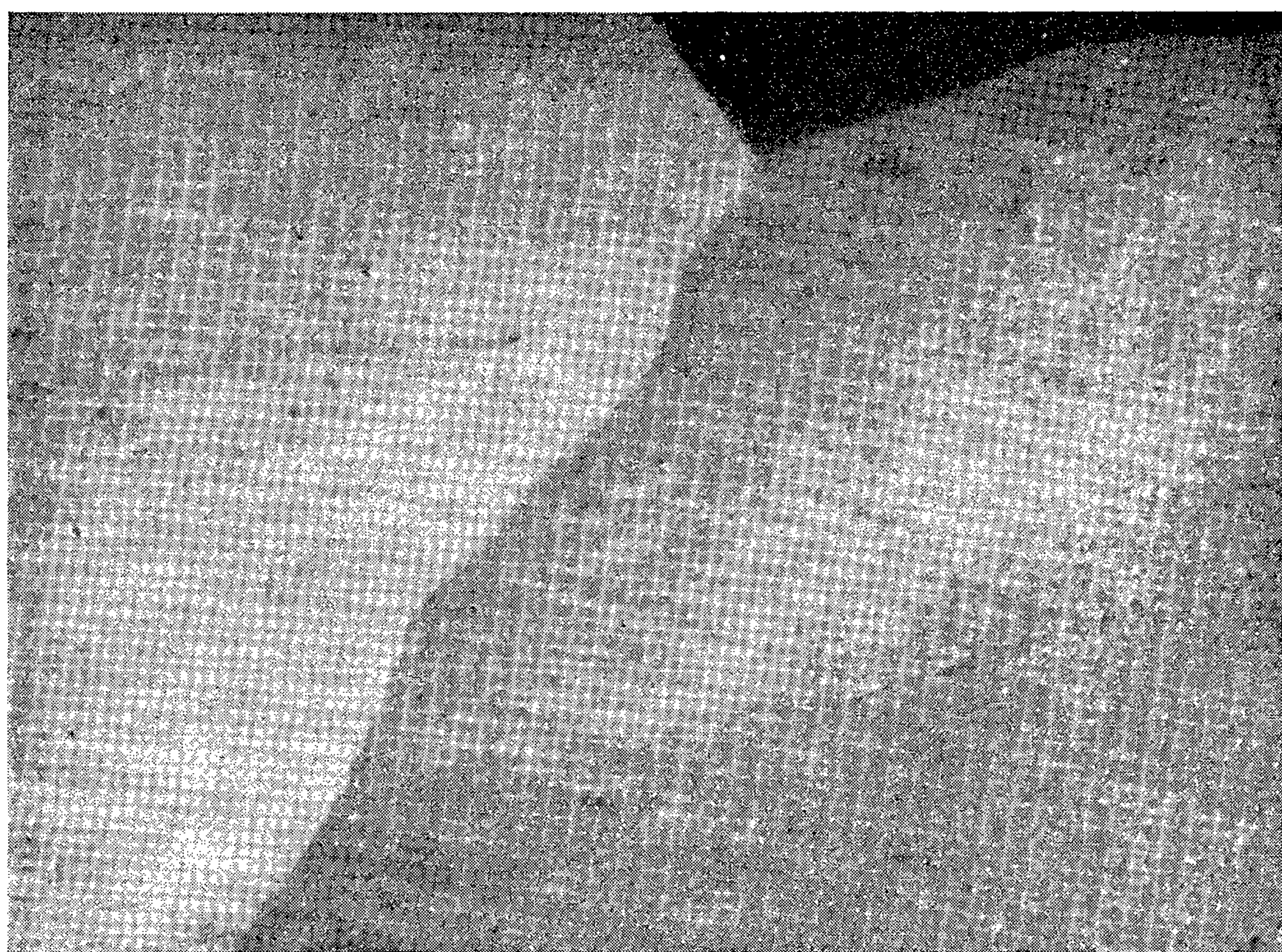


Fig 4. — Micrographie en lumière polarisée au grossissement 200 d'un échantillon d'uranium prélevé dans la partie de tête du barreau purifié (après polissage électrolytique).

La méthode micrographique est particulièrement précieuse pour suivre qualitativement la purification de l'uranium. En effet, le métal industriel initial qui est pourtant l'un des plus purs qu'on connaisse apparaît comme très chargé en inclusions qui sont visibles à un grossissement de 100; le métal raffiné de la tête de nos barreaux est presque exempt de celles-ci et nous pensons avoir obtenu pour la première fois dans le cas de l'uranium des micrographies d'un métal pur sans aucune trace de précipité (*fig.* 4). Au contraire, sur les deux derniers centimètres de la queue des barreaux, la micrographie met en évidence la structure d'un alliage.

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) F. MONTARIOL, R. REICH, PH. ALBERT et G. CHAUDRON, *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 815.

(2) PH. ALBERT et J. LE HÉRICY, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1612.

(3) B. GOLDSCHMIDT et P. VERTÈS, Conférence de Genève, 1955, Note n° P-341.

(4) G. Cabane a effectué des essais de fusion par zone dans lesquels il remplace la nacelle en réfractaire par une double paroi en cuivre, refroidie par un courant d'eau. Le chauffage du métal est effectué au moyen d'un arc (communication verbale).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Union labile de l'oxygène au carbone. Un photooxyde dissociable en série hétérocyclique pentagonale : le photooxyde de lophine.* Note (*) de MM. **CHARLES DUFRAISSE, ANDRÉ ÉTIENNE** et **JACQUES MARTEL.**

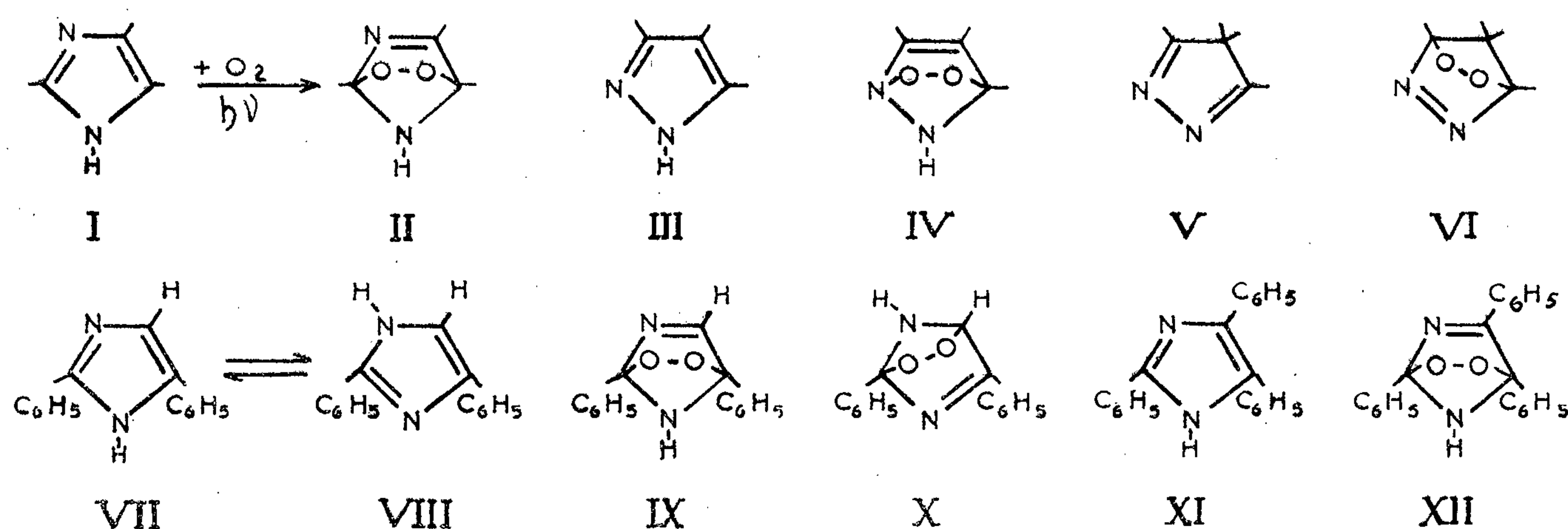
Le triphénylimidazole, ou lophine, donne un photooxyde, qui est dissociable à un taux voisin de 50 %. C'est la première fois qu'une union labile de l'oxygène au carbone est observée, dans des conditions contrôlées, en série pentacyclique.

On a étendu à la structure bis-hétérocyclique les études sur la photooxydation des corps à cycles pentagonaux diéthyléniques, commencées avec les polyarylcyclopentadiènes (1), les corps furanniques (2), (3), thiophéniques (3) et pyrroliques (3).

Le premier choix s'est porté sur la structure imidazolique, I, chez laquelle la disposition des hétéroatomes apparaissait *a priori* comme la plus convenable à offrir à la molécule d'oxygène une fixation suffisamment solide, aux extrémités du diène, pour former un photooxyde isolable, II. L'autre disposition, en effet, celle du pyrazole, III, est beaucoup moins favorable, à cause de l'accrochage mixte, azoté et carboné, du pont peroxydique, IV, structure qui s'est montrée instable en série hexagonale (4). Sans doute la forme isopyrazolique, V, se prêterait-elle mieux à la photooxydation, VI, mais alors elle demanderait à être elle-même stabilisée par un artifice approprié.

Pour le garnissage des sommets carbonés on a donné au phényle la préférence sur l'hydrogène, dont la présence aux sommets porteurs de

l'oxygène peroxydique a été trouvée nuisible, en série acénique, à la stabilité du photooxyde et surtout aux possibilités de libération de l'oxygène par thermolyse.



Sur le seul vu des formules, on serait tenté de supposer que deux phényles suffiraient comme substituants, l'un en 2 et l'autre en 5, VII, ce qui correspondrait au dispositif souhaité pour le photooxyde, soit IX. Mais la tautomérie, VII $\rightleftharpoons$ VIII, oblige à ajouter un troisième phényle, si l'on ne veut pas risquer d'orienter l'addition d'oxygène suivant la formule X. En conséquence, nous nous sommes adressés au triphényl-2.4.5 imidazole, ou lophine, XI.

Conformément à notre espoir, la lophine a manifesté avec une grande netteté une tendance à la photooxydation [5]. Mais, ici, les choses se sont présentées sous un jour assez compliqué, beaucoup plus que pour d'autres opérations similaires. En dehors du photooxyde, XII, matière de la présente Note, il se forme, suivant les conditions, un dioxyde isomère et un monooxyde [5]. Les propriétés et les constitutions de ces deux derniers corps ont fait l'objet de longues recherches, qui ne sont pas encore closes.

La préparation de photooxyde est plutôt difficile, en raison de la fragilité du produit et, tout spécialement, de sa photosensibilité. On se trouve ainsi entre deux obligations contradictoires, d'une part, celle d'opérer aux très faibles concentrations pour diminuer le temps d'irradiation, et, d'autre part, celle de ne pas trop diluer pour ne pas prolonger à l'excès la durée de distillation du solvant. A l'épreuve, les meilleures conditions ont été les suivantes : le sulfure de carbone comme solvant, la dilution à 0,25 g/l, l'irradiation intense par lampes à incandescence, avec réfrigération à 18°, le traitement par petits volumes (100 ml), l'évaporation immédiate du solvant sous vide à la température ordinaire. La purification est rendue des plus laborieuses par l'altérabilité du produit dissous, surtout dans certains solvants. Il va sans dire que les cristallisations doivent se

faire sans chauffage (en dessous de 45°) et les concentrations sont à conduire par évaporation à la température ordinaire.

Le produit brut de l'irradiation contient, à côté du photooxyde attendu et d'inévitables résines, le dioxyde isomère et de la lophine inaltérée. La séparation est longue et minutieuse. Les solvants les moins nocifs, utilisés à la purification, ont été l'éther ordinaire (oxyde d'éthyle) et l'éther de pétrole (Éb. 35-45°). Il ne faut traiter que très peu de matière à la fois dans chacun des stades. On aura une idée du mal que donne cette préparation par le renseignement suivant : pour constituer un stock de 0,4 g (4 dg) de photooxyde il a fallu un mois et demi à deux opérateurs travaillant 10 h par jour et obtenant des rendements de l'ordre de 20 % (rendement en dioxyde isomère dans le même cycle d'opérations : 0,150 g, soit 8 %).

Le photooxyde de lophine, $C_{21}H_{16}O_2N_2$, se présente en larges tables cristallines, retenant, ou non, du solvant de cristallisation suivant la nature de ce dernier : une molécule avec le benzène, par exemple. Par contre, l'éther le laisse déposer sans solvant; dans cet état, il fond instantanément vers 170°, avec bouillonnement et resolidification.

Le corps est relativement stable à l'état solide, mais toutes les solutions sont instables. Voici quelques solvants rangés par ordre de nocivités croissantes : éther anhydre, dichloréthylène, éthanol, acide acétique.

Il déplace l'iode à froid des solutions acétiques d'iodure de potassium, à raison de 75 % d'un atome d'oxygène. Le résultat de la réduction est principalement le monooxyde, avec un peu de lophine et d'isomère du photooxyde. Le sulfite de sodium donne des résultats analogues. On a déjà une réduction lente dans les solutions alcooliques, donnant, à côté de dioxyde isomère, de la lophine et un peu de monooxyde. En acide acétique la transformation est analogue, simplement plus accentuée dans le sens du monooxyde. Instable aux acides, le photooxyde résiste encore moins aux alcalis. En suspension dans la potasse éthylique à 0,5 % seulement, il se décompose avec dégagement gazeux, régénération de lophine et production d'un peu de monooxyde. La propriété la plus importante est la décomposition thermique. Porté à une température de l'ordre de 170°, le photooxyde émet un gaz constitué par de l'oxygène pur. Les rendements n'ont jamais dépassé 50 %, tout en se rapprochant beaucoup de cette limite (chiffre le plus élevé : 48,5 %), quels qu'aient été les efforts en vue d'améliorer la réaction.

On a lieu, tout d'abord, d'être surpris de cette libération d'oxygène, la première qui ait été observée, dans des conditions contrôlées, chez les photooxydes pentacycliques. Le phénomène est d'autant plus remarquable qu'il pouvait être considéré comme moins probable encore dans cette série que dans les autres, à cause de l'encadrement azoté des sup-

ports du pont oxydique, de la dissymétrie de la molécule et, par dessus tout, de la présence à l'azote d'un hydrogène très mobile. Un rendement très voisin de 50 % apparaissait donc comme étonnamment élevé, puisqu'il excédait ceux de nombre de dissociations de photooxydes acéniques.

Néanmoins, à un autre point de vue, ce taux d'émission de l'oxygène se révélait trop faible, car il ne permettait pas de conclure *directement* à l'existence d'un type nouveau d'union labile de l'oxygène au carbone. Ainsi qu'il l'a été montré (6), ce taux aurait dû dépasser 50 %, pour éviter tout risque de conclusion erronée. En dessous, la chose n'est pas évidente, sauf si l'on est dans une série, comme celle des acènes, où la propriété a été reconnue comme étant celle de la structure fondamentale.

Ailleurs, il peut y avoir une décomposition de peroxyde laissant en place un atome d'oxygène sur deux et, en pareil cas, la libération du gaz ne doit rien à l'union labile de l'oxygène au carbone. On tranche alors la difficulté en recherchant s'il y a simultanément régénération corrélative du support carboné initial. C'est ce que nous n'avons pas manqué de faire et il s'est ainsi avéré que de la lophine était régénérée en proportions correspondant à l'oxygène libéré : il y a donc bien eu, pour la fraction considérée, séparation totale de l'élément et de son support, ce qui définit l'union labile de l'oxygène au carbone.

Cette thermolyse présente, en outre, une particularité qui lui est propre et n'avait encore été observée avec aucun autre photooxyde dissociable : une isomérisation du photooxyde accompagne régulièrement sa dissociation. Le fait est d'autant plus saillant qu'il n'a jamais été possible, dans aucune autre thermolyse des photooxydes dissociables, tous acéniques il est vrai, de trouver autre chose que des résines à côté du corps photooxydable régénéré.

Certes l'isomérisation thermique n'est pas exceptionnelle chez les photooxydes non dissociables, comme on l'a constaté depuis longtemps pour l'ascaridole (7) et ses analogues hexagonaux, ainsi que, récemment, pour les photooxydes pentagonaux (8). De ce point de vue, la photooxylophine se comporterait comme un intermédiaire entre les deux catégories : la dissociable et celle qui ne l'est pas. Toutefois, dans le cas de la lophine, il est remarquable que l'isomérisation reste chaque fois de même importance que la dissociation, comme si les deux réactions étaient solidaires.

Dans ces conditions il y a lieu de se demander si l'apparence d'une dissociation simple du photooxyde, c'est-à-dire : $A[O_2] \rightarrow A + O_2$ (9), ne cacherait pas un processus plus compliqué, conformément à une hypothèse envisagée dans une discussion générale antérieure (6). Il pourrait y avoir, par exemple, une décomposition banale de peroxyde, sans dissociation : $2\,A[O_2] \rightarrow 2\,AO + O_2$, suivie d'une dismutation du monooxyde intermédiaire, avec isomérisation : $2\,AO \rightarrow A + A'O_2$. Il se régénérerait

ainsi une quantité de corps initial A correspondant au taux de gaz dégagé, ainsi qu'à la proportion d'isomère formé, suivant la transformation globale observée, soit : $2\,A(O_2) \rightarrow O_2 + A + A'O_2$, mais l'oxygène libéré ne proviendrait pas d'une dissociation du photooxyde, malgré la régénération du corps initial en proportions stoechiométriques.

Cette hypothèse, qu'un souci de rigueur empêche d'écarter *a priori*, apparaît, il faut le dire, comme peu vraisemblable.

(*) Séance du 4 février 1957.

([1]) CH. DUFRAISSE, A. ÉTIENNE et J. AUBRY, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1170; *Bull. Soc. Chim.*, 21, 1954, p. 1201.

([2]) CH. DUFRAISSE et S. ECARY, *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 735.

([3]) J. MARTEL, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 626.

([4]) CH. DUFRAISSE et J. HOUPILLART, *Bull. Soc. Chim.*, 5, 1938, p. 626.

([5]) CH. DUFRAISSE, A. ÉTIENNE et J. MARTEL, *Soc. Chim.*, séance du 8 juillet 1955, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 23.

([6]) CH. DUFRAISSE, *Bull. Soc. Chim.*, 6, 1939, p. 425.

([7]) E. K. NELSON, *Amer. Chem. Soc.*, 33, 1911, p. 1404.

([8]) G. O. SCHENCK, MÜLLER et PFENNING, *Naturwiss.*, 41, 1954, p. 374; J. AUBRY, travaux en cours de publication.

([9]) Les crochets indiquent de l'oxygène actif.

BIOLOGIE. — *La genèse et l'évolution des termitières géantes en Afrique équatoriale française.* Note (*) de MM. **PIERRE-P. GRASSÉ** et **CHARLES NOIROT**.

Dans une Note antérieure ([1]), nous avons fait connaître la structure des termitières géantes qui donnent à tant de paysages d'Afrique équatoriale un cachet particulier. Spécifions que nous qualifions de géantes les seules termitières en forme de tumulus dont la hauteur varie de 1,50 à 6 m et le diamètre de 5-6 à 28-30 m. On ne doit pas les confondre avec les termitières dites « cathédrale », œuvre du *Bellicositermes natalensis*, qui, dans certaines régions, sous l'influence de conditions écologiques particulières, se transforment en cône recouvert de végétation.

Les véritables termitières géantes sont, en Afrique équatoriale française (Est du Cameroun, Oubangui, extrême Nord du Moyen Congo), édifiées par *Bellicositermes rex*.

L'étude méthodique des nids de cette espèce nous a permis de comprendre la genèse du tumulus géant.

A ses débuts, la termitière est tout entière souterraine (*fig.* 1). Elle comprend, outre les galeries de la périécie, un habitacle logé dans une cavité en forme de coupole. L'habitacle, à ce stade, rappelle beaucoup celui du *Bellicositermes natalensis* ([2]), c'est-à-dire qu'il se compose d'un socle d'argile qui repose sur le fond de la cavité par des saillies équivalant

aux piliers du Termite du Natal, et sur lequel s'élève un fouillis de lames, de lanières d'argile entrelacées très irrégulièrement et soudées par endroits les unes aux autres. Une lame d'argile, discontinue et percée de trous, l'*idiothèque* (3), limite l'habitacle, séparé de la terre environnante par un espace, large de 1 cm environ, la *paraécie*, et sous le socle, par une cave irrégulière, très basse.

En général, l'habitacle se situe immédiatement au-dessus du cailloutis latéritique. Lorsqu'il atteint une certaine taille, par exemple 25 cm de plus grande hauteur et 40-50 cm de diamètre à la base, il est encore séparé de la surface du sol par une couche de terre non remaniée dont l'épaisseur paraît être fonction de la distance qui s'étend de la couche latéritique à la surface du sol. Alors, rien ne trahit à l'extérieur la présence du nid.

Nous avons assisté à la naissance du cône épigé. Juste au-dessus de l'habitacle, les ouvriers pratiquent une dizaine de galeries ascendantes qui viennent s'ouvrir à la surface du sol et, sur celle-ci, ils élèvent un cône d'argile très compacte qui, en séchant, durcit beaucoup et à l'origine, ne dépasse guère 10 cm de haut et 50 cm de diamètre à la base (*fig.* II).

Ainsi, au départ, le cône épigé *n'est pas en continuité directe avec l'habitacle*; il repose à même la surface du sol, sur une zone située à l'aplomb de l'habitacle, en est séparé par une épaisseur notable (20 cm environ) de terre non remaniée par les Termites, et ne communique avec lui que par quelques galeries verticales.

L'habitacle lui-même, séparé du sol environnant par la paraécie et entouré par l'idiothèque, contient tout d'abord *une seule* meule à champignons très volumineuse, extrêmement contournée et engagée dans le lacis des lames d'argile diversement orientées; au centre de ce fragile échafaudage se tient la cellule royale, formée d'un nodule argileux irrégulier. L'accroissement de l'habitacle, important surtout à la périphérie, se fait ainsi : des prolongements de la meule à champignons, toujours unique, traversent l'idiothèque et s'étalent hors d'elle. L'idiothèque disparaît donc par deux procédés : elle est résorbée partiellement et ce qui en subsiste s'incorpore aux cloisons internes de l'habitacle et cesse d'être reconnaissable; au stade représenté par la figure II, l'idiothèque est encore individualisée au sommet de l'habitacle. L'énorme meule initiale se fragmente en même temps que les lames d'argiles cloisonnent l'intérieur de l'habitacle en chambres irrégulières.

Tandis que l'habitacle s'étend, les Termites remanient profondément le sol environnant, y creusent des galeries, y construisent des chambres isolées, de dimensions très inégales, affectant la forme de dômes surbaissés; chaque chambre contient une meule à champignons. Ce sytème de chambres et de galeries est en communication avec les cavités de l'habitacle; les limites de ce dernier perdent de leur netteté et l'on observe une zone, plus ou

moins étendue de galeries et de chambres qui fait une transition entre la périphérie de l'habitacle et la région des chambres complètement isolées.

Ultérieurement, les meules à champignons disparaissent peu à peu de la partie centrale, où des lames d'argiles s'ordonnent en feuillets superposés, orientés à peu près suivant l'horizontale et incurvés par endroits pour se souder les uns aux autres, de façon à délimiter entre eux de grandes chambres très aplaties. Quand ce « feuilleté » central est différencié, la croissance et les remaniements incessants de la termitière ne modifient plus beaucoup le plan de la structure interne.

La croissance de l'habitacle s'opère aussi vers le haut, si bien que la terre située entre le cône épigé et l'habitacle primitif est finalement remaniée, maçonnée au même titre que le cône lui-même.

La partie épigée, elle, s'accroît par trois processus alternants : 1° Agrandissement du cône principal et apparition de cônes accessoires autour de lui; 2° Érosion des structures ainsi édifiées, dont les déblais s'accumulent et constituent progressivement le grand tumulus; 3° Remaniement par les Termites de ces déblais.

1. Le cône épigé primitif s'agrandit par adjonction de parties nouvelles à son sommet et sur ses flancs. En outre, les Termites édifient, tout autour de ce cône principal, de nouveaux cônes épigés, plus petits, dits cônes accessoires. Par leur rôle dans la genèse du tumulus final, tous ces cônes méritent le nom de *cônes d'accroissement.* Les ouvriers paraissent recourir à une seule et même technique pour accroître le cône épigé principal et édifier les cônes accessoires : 1° par des orifices à leur taille, ils passent, pendant la nuit, à l'extérieur et construisent sur le substrat une première couche d'alvéoles, limités par des parois minces (12 mm de haut, 12 à 14 mm de large) recouverts extérieurement par un plafond discontinu sur lequel ils édifient une nouvelle couche d'alvéoles et ainsi de suite; 2° ils remplissent d'argile les cavités des alvéoles, ne laissant subsister çà et là que quelques galeries de circulation; 3° ils remanient les parties sous-jacentes préexistantes et les raccordent aux parties nouvelles, notamment en rendant continues les rares galeries qui parcourent les constructions massives. Les ouvriers transportent l'argile enfoncée dans leur cavité buccale, les mandibules écartées. Ce matériau est tellement imbibé d'eau qu'il est pâteux, presque au point d'être délayé; les boulettes d'argile, en sphère ou en boudin, adhèrent entre elles quand elles sont juxtaposées.

2. En séchant, l'argile durcit et bien souvent se fendille (phénomène du retrait de la pâte). Elle est très sensible à l'érosion pluviale, et, très vite, les cônes épigés sont entourés à leur base d'un anneau de déblais. Dans les régions où vit le *Bellicositermes rex*, les pluies de 100 à 180 mm tombant en quelques heures ne sont pas exceptionnelles et érodent rapidement et fortement les cônes qui surmontent les termitières de cette

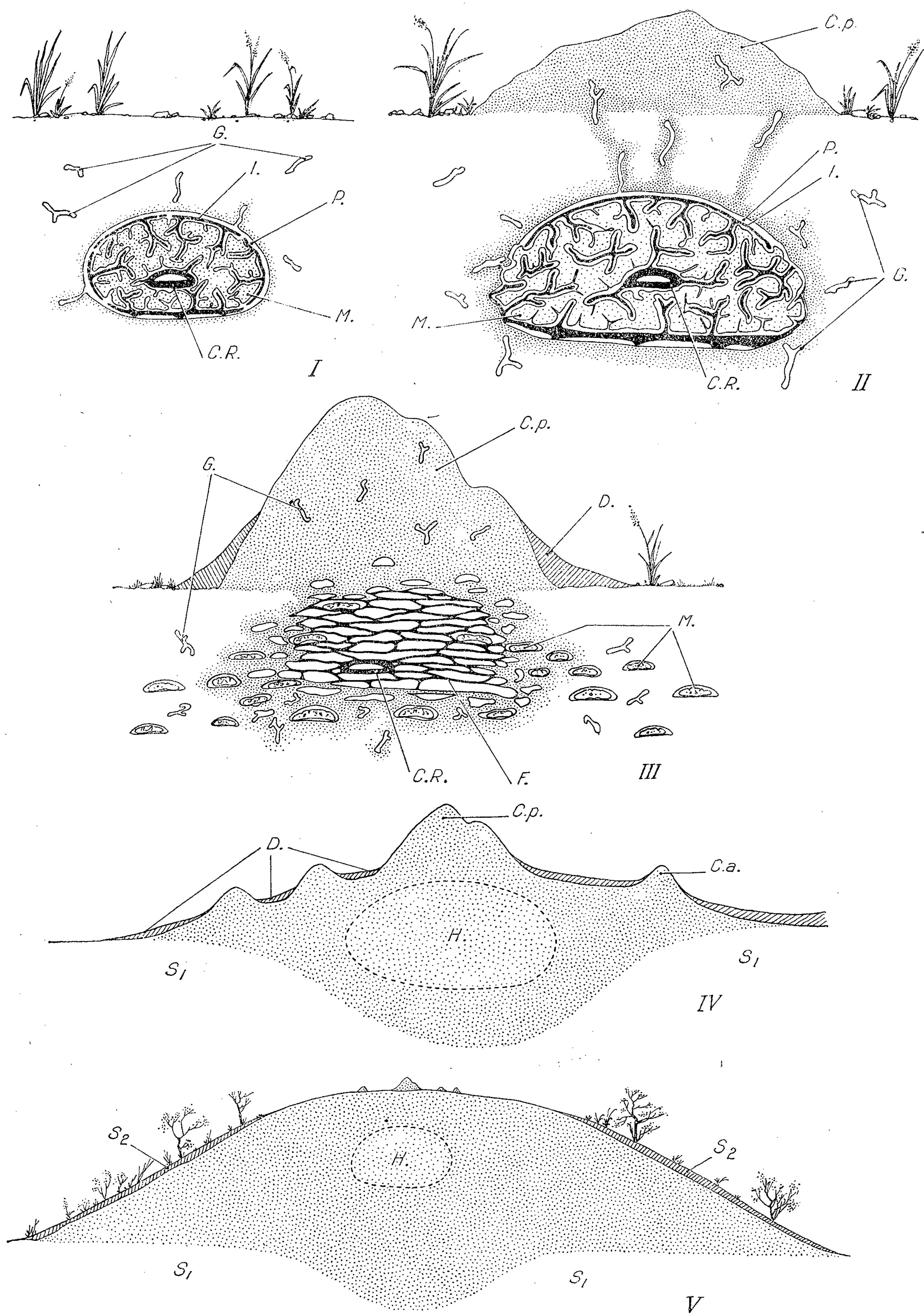


Fig. 1. — Quelques stades du développement de la termitière de *Bellicositermes rex*. I, stade souterrain; II, stade de la sortie du premier cône d'accroissement; III à V, stades où jouent alternativement la poussée des cônes d'accroissement et l'érosion pluviale. Diamètre des habitacles : I, 30 cm; II, 50 cm; III, 1,10 m; IV, 2,50 m; V, 3,50 m. — C, *a*, cônes accessoires; C, *p*, cône principal; C, R, cellule royale; D, déblais dus à l'érosion des cônes; G, galeries; H, habitacle; I, idiothèque; M, meules à champignons; P, paraécie; S_1, sol non remanié par les Termites; S_2 sol se formant à la surface du tumulus.

espèce. Les matériaux arrachés par la pluie se déposent tout autour des cônes épigés; l'accumulation de ces déblais forme peu à peu au-dessus de la termitière un dôme surbaissé, dont le volume s'accroît sans cesse aux dépens des matériaux des cônes d'accroissement; comme ces cônes d'accroissement sont inlassablement reconstruits par les ouvriers, qui apportent en surface les éléments du sol profond, on aboutit à la surrection progressive des énormes tumuli caractéristiques de l'espèce.

3. Les matériaux constituant le tumulus sont profondément remaniés par le travail des Termites qui y creusent des galeries et des chambres dont le dessin varie avec le temps (ces galeries ou chambres sont sans cesse rebouchées, tandis que de nouvelles sont établies, etc.); en outre, l'habitacle subit une ascension progressive et, peu à peu, est contenu tout entier dans le tumulus. A l'intérieur des grands nids, la base de cet habitacle peut être à 1,50 m, voire 2 m et plus au-dessus du niveau du sol. Grâce au remaniement des matériaux terreux qui le constituent, le tumulus acquiert une grande compacité, et l'habitacle est ainsi entouré d'une muraille épaisse et extraordinairement massive. Ajoutons en passant que les cavités internes de la termitière ne sont jamais en communication avec l'extérieur.

En dehors de la zone apicale du tumulus, les déblais superficiels deviennent peu à peu un véritable sol sur lequel s'installent des graminées et autres végétaux. Lorsque les ouvriers ne construisent plus de cônes d'accroissement, la croissance de la termitière s'arrête. Cet arrêt se produit quand le tumulus a atteint une certaine hauteur, laquelle varie d'une province à une autre (zones des plus imposantes termitières géantes : Est de Batouri [Cameroun], Yaloké, Alindao, Mobaye, Bania [Oubangui]). Le tumulus qui ne s'accroît plus, se recouvre généralement de végétation même sur son sommet. Sous cette forme stabilisée, il demeure vivant un certain temps. Puis, sa population se raréfie et il meurt.

Du fait qu'une forte proportion de termitières géantes sont trouvées vides d'occupants, on en avait conclu trop hâtivement que toutes étaient fossiles, ce qui est inexact. Si dans certaines régions (Yaloké, Alindao), elles sont en majorité mortes, dans d'autres (Bossembélé, Bambari, Bania), c'est l'inverse.

Dans beaucoup de districts de l'Afrique équatoriale, et sur de vastes espaces, la densité des tumuli de *Bellicositermes rex* est forte, atteignant jusqu'à 10 à l'hectare. Ces monticules, recouverts de hautes herbes et même d'arbrisseaux, confèrent à la savanne un caractère extrêmement particulier qui n'a, à notre connaissance, aucun équivalent sur la planète. Dans une autre Note, nous étudierons l'origine des matériaux utilisés par *Bellicositermes rex* et l'influence de celui-ci sur la genèse et l'évolution des sols.

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 727.

(2) P.-P. Grassé, *Ann. Sc. Nat.*, *Zool.*, (11), 6, 1944, p. 97-172.

(3) P.-P. Grassé et Ch. Noirot, *Ann. Sc. Nat.*, *Zool.*, (11), 13, 1951, p. 291-342.

ÉVOLUTIONNISME. — *Essai de traduction des phénomènes évolutifs en termes ontogéniques. Application au cas des Oniscoïdes* (*Isopodes terrestres*). Note (*) de M. **Albert Vandel**.

Les Isopodes terrestres appartenant à la faune française ont fait l'objet d'une révision détaillée qui est aujourd'hui achevée. Comme la publication de cet Ouvrage exigera de longs délais, il paraît opportun d'en résumer les principaux résultats. La conclusion essentielle de cette longue enquête, déjà exprimée dans un précédent essai (1), peut être ainsi formulée : il est plus aisé — et, probablement plus exact — de traduire les faits d'évolution en termes ontogéniques plutôt qu'en langage génétique. Les évolutions phylétiques sont comparables aux développements ontogéniques ou aux croissances postembryonnaires; mais, au lieu de se manifester dans un individu, elles se déroulent à l'intérieur d'une lignée phylétique; de plus, leur rythme est infiniment plus lent. Il ne s'agit point là d'une conception théorique, mais de la simple traduction de faits observés, ainsi que nous l'allons montrer.

1. Les mutations, c'est-à-dire les variations brusques, d'emblée héréditaires, mais accidentelles et individuelles, sont fréquentes chez les Isopodes, et tout particulièrement les mutations chromatiques. Elles donnent naissance à des « variétés » qui n'altèrent point le type spécifique; leur rôle évolutif paraît faible. Les évolutions phylétiques prennent leur origine dans des variations graduées, progressives, se poursuivant dans une même direction et intéressant tous les représentants d'une espèce ou du moins une forte proportion d'entre eux. Ces variations déterminent une véritable « dérive » de toute la colonie vers un nouveau type morphologique. Toute étude portant sur un matériel suffisamment abondant révèle la fréquence, dans la zone de contact entre les aires de répartition de deux espèces ou de deux sous-espèces, de termes de passage reliant insensiblement l'un des types à l'autre.

C'est ainsi qu'une espèce espagnole très polymorphe, *Porcellio violaceus* B.-L., passe insensiblement, lorsqu'elle aborde les Pyrénées, à l'espèce française, *P. monticola* Lereboullet. Ce cas est particulièrement intéressant, car le passage de l'une à l'autre espèce est susceptible d'être exprimé sous une forme numérique. Les coordonnées de la soie sensorielle (*nodulus lateralis*) du quatrième péréionite fournissent, en effet, le meilleur critère auquel on puisse faire appel pour séparer les deux espèces. La position du

nodulus IV est fixée par un rapport dont la valeur est comprise, chez *P. violaceus*, entre 0,75 et 1. Les *Porcellio* qu'on récolte en Andorre, donc sur le versant espagnol des Pyrénées, sont encore des *violaceus* typiques, ainsi que l'indique la valeur du rapport compris entre 0,89 et 0,92. A proximité de la source de l'Ariège, à quelques centaines de mètres de la frontière andorrane, on récolte des formes intermédiaires caractérisées par un rapport plus faible (0,62). Un peu plus à l'Est, dans la colonie qui peuple les rives du lac d'En Beys, dans la haute vallée de l'Ariège, la valeur du rapport tombe à 0,52. Enfin, chez les exemplaires du Canigou (*P. monticola alticola* Vandel) le rapport possède une valeur (0,45) qui est caractéristique de l'espèce *monticola*.

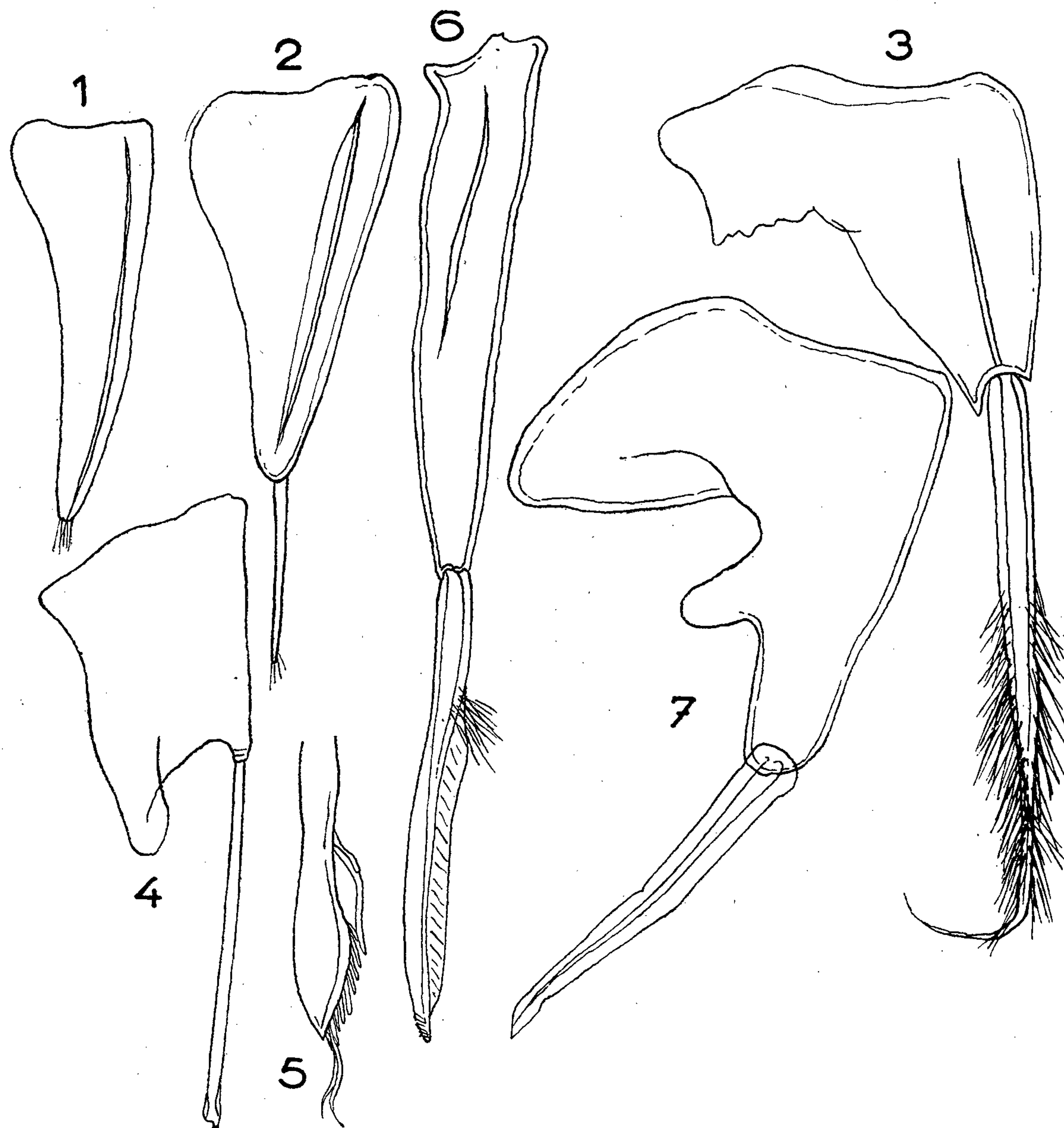
Bien d'autres exemples pourraient être cités. *Porcellio spinipennis spinipennis* B.-L., des Alpes-Maritimes, passe insensiblement à *P. spinipennis montanus* B.-L., sous-espèce largement répandue dans les régions montagneuses de l'Europe occidentale; des termes transitionnels se rencontrent dans la haute vallée de la Vésubie (Saint-Martin-Vésubie). *Philoscia muscorum* (Scopoli), espèce de l'Europe tempérée, et *Ph. affinis.* Verhoeff, espèce plus méridionale, sont à l'ordinaire aisées à distinguer Cependant, en Camargue, on observe des formes exactement intermédiaires entre ces deux espèces tant au point de vue des caractères sexuels externes (forme du crochet méral du péréiopode VII) que de l'organisation interne (forme des vésicules séminales). *Phymatoniscus tuberculatus tolosanus* Vandel passe insensiblement à *Ph. tuberculatus tuberculatus* Racovitza aux confins des départements de l'Aude et de l'Ariège.

2. Il convient d'envisager la *nature* et la *signification* des différences qui séparent deux espèces voisines. Les variations du type le plus simple correspondent à des augmentations (ou à des diminutions) de taille. Dans ce cas, l'ensemble des caractères soumis à la croissance allométrique sont affectés, mais la constitution fondamentale n'est point altérée. Il s'agit d'une simple « forme », ce terme étant pris dans le sens qui a été défini dans une autre Publication (²).

Beaucoup plus intéressantes sont les variations correspondant à une altération des coefficients d'allométrie d'un organe ou d'une partie du corps. Ce changement a pour conséquence d'augmenter (ou de diminuer) la sensibilité de cet organe ou de ces parties vis-à-vis des facteurs de croissance ou des facteurs sexuels. Des populations au sein desquelles apparaissent de telles modifications ont tendance à s'isoler et à se séparer du type originel; elles engendrent ainsi des races géographiques qui représentent indubitablement le premier jalon conduisant à la formation d'une nouvelle espèce.

3. On n'observe jamais dans l'évolution des Oniscoïdes de véritables créations, mais seulement des transformations. Un nouvel organe résulte

de la modification d'une disposition préexistante, soit que celle-ci ait été auparavant dépourvue d'utilité, soit qu'elle ait été détournée de sa fonction primitive. C'est ainsi que les appendices céphaliques ont été détournés de leur fonction ambulatoire pour être transformés en pièces buccales. Beaucoup d'organes somatiques ont été « captés » par la fonction sexuelle. Les organes copulateurs des Oniscoïdes correspondent à des pléopodes détournés de leur fonction respiratoire.



1-6, endopodites du premier pléopode mâle. 1, *Escualdoniscus triocellatus*; 2, *Hyloniscus riparius*; 3, *Nesiotoniscus corsicus*; 4, *Metatrichoniscoides fouresi*; 5, id. ssp. *euskariensis*; 6, *Miktoniscus linearis*; 7, exopodite du premier pléopode mâle d'*Oritoniscus paganus*.

Tout comme les espèces elles-mêmes, les organes du corps prennent naissance en suite d'un accroissement (ou d'une diminution) de la sensibilité de certaines régions vis-à-vis des facteurs de croissance ou des facteurs sexuels. C'est ainsi que s'est constituée la pince en « casse-noisette » qui se développe, dans de nombreuses lignées de *Trichoniscidæ*, sur le septième péréiopode mâle ([3]). Elle provient de la sensibilisation au facteur

sexuel des régions symétriques du méros et du carpos et du développement hypertrophique de deux tiges insérées l'une vis-à-vis de l'autre. On ne saurait douter que l'apparition de ces manifestations qui se répètent de façon si semblable dans les différentes lignées de *Trichoniscidæ* résulte de l'intervention d'un facteur identique exerçant son action sur les mêmes régions préalablement sensibilisées.

4. La notion de *gradient* introduite en Biologie par les embryologistes, découle du fait que l'influence des inducteurs embryonnaires ne s'exerce, contrairement à celle des hormones, qu'à courte distance. Les mêmes modalités se retrouvent dans l'évolution phylétique. On sait depuis longtemps que certains centres fonctionnels ont le pouvoir de transformer les régions qui les entourent; mais, leur action, comme celle des « centres organisateurs » embryonnaires diminue rapidement avec la distance. C'est ainsi que la région buccale modifie les appendices avoisinants suivant un gradient antéro-postérieur.

L'apophyse génitale se comporte de façon analogue en détournant les pléopodes antérieurs de leur fonction respiratoire pour les transformer en organes copulateurs et les faire servir à la fonction sexuelle. Dans ce cas, on constate que l'étendue des transformations opérées se trouve sous la dépendance d'un gradient médio-latéral. L'endopodite du second pléopode des Oniscoïdes (ou seulement sa partie interne chez les Isopodes aquatiques) est transformé en organe copulateur, tandis que son exopodite est peu ou pas modifié.

Plus révélatrices encore sont les transformations de la première paire de pléopodes des Oniscoïdes mâles dont on peut suivre aisément les avatars chez les *Trichoniscidæ* (4), car chez les plus primitifs d'entre eux la première paire de pléopodes n'a pas encore été captée par la fonction sexuelle. Lorsque le facteur sexuel exerce son emprise sur cette paire d'appendices, son influence se traduit différemment sur sa branche interne (endopodite) et sur sa branche externe (exopodite).

a. L'endopodite des *Trichoniscidæ* primitifs (*Protrichoniscus*, *Caucasonethes*, *Finaloniscus*, *Escualdoniscus*) est constitué par une lame *nue* (*fig.* 1). Chez la plupart des *Trichoniscidæ*, l'endopodite porte à son extrémité une tige ciliée, parfois faible (*Hyloniscus* (*fig.* 2), *Spelæonethes*, *Alpioniscus*), plus souvent forte (*Nesiotoniscus* (*fig.* 3), *Oritoniscus*, *Phymatoniscus*), quelquefois énorme (*Nesiotoniscus delamarei* Vandel). Dans les genres *Titanethes*, *Murgeoniscus* et *Metatrichoniscoides*, la tige terminale se transforme en un bâtonnet allongé (*fig.* 4), première ébauche de l'appareil paracopulateur. L'intégration des cils au bâtonnet est parfois très apparente (*fig.* 5). Enfin, dans les genres *Miktoniscus* (*fig.* 6) et *Trichoniscus*, l'endopodite du premier pléopode est devenu un véritable organe paracopulateur. Les appendices symétriques encadrent l'apophyse génitale et

facilitent l'écoulement du sperme dans les gouttières des appendices copulateurs (endopodites des seconds pléopodes).

Comme les genres *Titanethes*, *Murgeoniscus* et *Metatrichoniscoides* appartiennent certainement à trois lignées distinctes, on doit en conclure que ces transformations se sont déroulées indépendamment, mais parallèlement et orthogénétiquement, dans les différents phylums de la famille des *Trichoniscidæ*. La différenciation de l'appareil paracopulateur peut être qualifiée d'adaptative, car ce dispositif facilite incontestablement la fécondation. Ces transformations progressives et orientées traduisent l'emprise croissante du facteur sexuel sur l'appendice. L'expérimentation permet de reproduire sur l'individu les transformations réalisées au cours de l'évolution phylétique. L'implantation d'un testicule mâle dans un individu femelle a pour effet de transformer les pléopodes respiratoires en organes copulateurs et paracopulateurs, ainsi que l'ont établi de Lattin et Gross ([5]) et Legrand ([6]).

b. L'évolution de la branche externe de l'appendice (exopodite) est toute différente. L'influence du facteur sexuel est beaucoup moins profonde; elle se traduit par l'apparition d'un extraordinaire polymorphisme, encore que l'exopodite conserve toujours sa structure lamellaire. Non seulement chaque genre, mais chaque espèce, voire chaque sous-espèce, possède une forme d'exopodite qui lui est propre. Contrairement aux transformations de l'endopodite, ces variations désordonnées sont dépourvues de toute utilité, sauf pour le zoologiste auquel elles fournissent de précieux critères systématiques. On ne saurait cependant douter que l'influence qu'exerce le facteur sexuel sur l'exopodite soit de même nature que celle qu'il impose à l'endopodite; car, chez quelques espèces présentant un dimorphisme sexuel intense, telles qu'*Oritoniscus paganus* Racovitza, la tige terminale de l'exopodite acquiert un développement comparable à celui de la tige correspondante de l'endopodite (*fig.* 7).

Cet exemple est particulièrement instructif, en ce sens qu'il montre qu'un même facteur — en l'occurrence, le facteur sexuel — est susceptible d'exercer sur les régions qui lui sont étroitement soumises, des transformations organisées et adaptées, tandis qu'en des secteurs plus éloignés, son action se manifeste par des effets désordonnés et dépourvus de toute utilité.

Les conditions évolutives qui ont été décrites dans les lignes précédentes ne sont évidemment point l'apanage exclusif des Oniscoïdes. Il serait aisé de retrouver des modalités analogues dans bien d'autres groupes zoologiques.

(*) Séance du 11 février 1956.

([1]) *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 79, 1955, p. 341-356.

([2]) *Mém. Mus. Hist. Nat. Paris, N. S. Sér. A. Zool.*, 3, 1951, p. 81-192.

([3]) *Bull. biol. France-Belgique*, 84, 1950, p. 1-34.
([4]) *Bull. Mus. Hist. Nat. Paris*, (2), 25, 1953, p. 276-278.
([5]) *Experientia*, 9, 1953, p. 338.
([6]) *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2030; 239, 1954, p. 321.

M. le Président, au nom de M. **Louis Bazy** fait hommage à l'Académie d'une plaquette en bronze à l'effigie de **Pierre Bazy**, réduction du Médaillon gravé par Carlo Sarrabezolles, apposé à l'Hôpital Saint-Louis, dans le Pavillon Pierre Bazy, à l'occasion du Centenaire de la naissance de celui-ci.

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, MM. **Francesco Severi** et **André Cournand** sont élus Associés étrangers en remplacement de MM. *Albert Einstein* et *Walter Sydney Adams*, décédés, et MM. **André Duparque** et **Bernard Peyer** sont élus Correspondants pour la Section de Géologie, en remplacement de M. *Pierre Pruvost*, élu Membre de la Section, et de Sir *Lawrence Bragg*, élu Associé étranger.

DÉSIGNATIONS.

MM. **Roger Heim** et **Pierre-Paul Grassé** sont désignés pour représenter l'Académie au **IX[e] Congrès scientifique du Pacifique** qui se tiendra à Bangkok, Thailande, du 18 novembre au 9 décembre 1957.

M. **Henri Piéron**, Professeur honoraire au Collège de France, est désigné pour représenter l'Académie au **XV[e] Congrès international de Psychologie**, qui se tiendra à Bruxelles, du 28 juillet au 3 août 1957.

PLIS CACHETÉS.

A la demande de l'auteur, le pli cacheté accepté en la séance du 6 décembre 1950 et enregistré sous le n° 12768, est ouvert par M. le Président. Le document qui en est retiré sera soumis à l'examen de la Section de Physique.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *L'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques*. Actes de la Confé-

rence internationale de Genève, août 1955. Volume VIII : *Matériaux : Problèmes et techniques de préparation* ;

2° Ministère des Mines (Québec). Service des Laboratoires. *Analyse quantitative précise par fluorescence des rayons* X, par FERNAND CLAISSE ;

3° *Thermal and forced diffusion on oxygen in β-titanium,* par FERNAND CLAISSE et H. PAUL KOENIG ;

4° Direction de la Météorologie nationale. *Monographies de la Météorologie nationale.* N° 1. *Aperçus sur la climatologie de l'A. E. F.* ;

5° Deutsche geodätische Kommission bei der Bayerischen Akademie der Wissenschaften. *Reihe Tafelwerke.* Heft n° 1 ;

6° Académie des sciences de Bielorussie (Minsk). *Troudy Institouta fisiologii.* Tom I ;

7° Université de Lvov. *O potchvennoï zasoukhe i oustoïtchivosti k neï rastenii,* par A. S. LITVINOV ;

8° Id. *Strouktournie i petrografitcheskie osobennosti nekotorikh permskikh ploutonov tsentral'nogo kazakhstana,* par E. V. CHEVTCHENKO ;

9° Id. *Vitamini.* (*Kompleks* V_2), par K. M. LEOUTSKIĬ ;

10° Id. *Integral Lebega,* par A. C. KOVAN'KO ;

11° Id. *Rechenie pervogo sovechtchania po mineralogii osadotchnikh obrazovanii* ;

12° Id. *Geologitscheskiï Mouzeï L'vovskogo gosoudarstvennogo Ouniversiteta im. Iv. Franko* ;

13° Id. *Voprosy elementarnoï i vyscheï matematiki,* I.

THÉORIE DES NOMBRES. — *Quelques équations de Pell généralisées.* Note (*) de M. **JOHN H. H. CHALK**, présentée par M. Gaston Julia.

On donne des limites pour une petite solution d'une équation diophantienne, analogue à l'équation de Pell, mais contenant plus de variables.

1. Dans une Note récente (1), j'ai établi qu'il existe une solution en nombres entiers, x, y, z, w de l'équation

$$x^2+y^2-D(z^2+w^2)=1,$$

avec

$$(1)\qquad 1<(x^2+y^2)^{\frac{1}{2}}<1+D\prod_p\left(1+\left(\frac{-1}{p}\right)\frac{1}{p}\right),$$

où p représente les facteurs premiers >2 de D. La méthode, qui est un développement de celle utilisée par J. Schur (2) pour l'équation de Pell ordinaire, a pour base une identité établie par G. Humbert (3). Si $D\equiv\pm 1, 2 \pmod 4$ (4), elle exprime le fait que l'aire non euclidienne $\sigma(\mathcal{D})$ d'un domaine fonda-

mental $\mathcal{D}$ du groupe G_1 des automorphismes propres de la forme d'Hermite

$$f_1(u, v) = u\bar{u} - Dv\bar{v},$$

où $u = x + iy$, $v = z + iw$ sont des variables de Gauss, a la valeur

$$(2) \qquad \sigma(\mathcal{D}) = \pi D \prod_p \left(1 + \left(\frac{-1}{p}\right)\frac{1}{p}\right).$$

En employant la méthode de M. Ford pour la définition du domaine fondamental $\mathcal{D}_1$ de G_1, ou plutôt, celui du groupe $\mathcal{G}_1$ des transformations linéaires

$$(3) \qquad z' = \frac{\lambda z + D\bar{\nu}}{\nu z + \bar{\lambda}}, \qquad \text{où} \qquad \lambda\bar{\lambda} - D\nu\bar{\nu} = 1,$$

qui correspond à G_1, je démontre que

$$(4) \qquad \begin{aligned} \sigma(\mathcal{D}) = \sigma(\mathcal{D}_1) &= \iint\limits_{\substack{z = z_1 + iz_2 \\ z \in \mathcal{D}_1}} f_1^{-2}(z, 1)\, dz_1\, dz_2 \\ &> \iint\limits_{\Pi} f_1^{-2}(z, 1)\, dz_1\, dz_2 \\ &= \frac{1}{4}\pi D^{-\frac{1}{2}}(|T| - 1), \end{aligned}$$

où T, U sont des solutions en entiers de Gauss de $T\bar{T} - DU\bar{U} = 1$, pour laquelle $|U|$ a la plus petite valeur positive et Π est le domaine, défini par

$$|z| \geqq |U|^{-1}(|T| + 1), \qquad \mathcal{I}(z) \geqq 0.$$

D'après (2) et (4), nous constatons que $|T| = (x^2 + y^2)^{1/2}$ vérifie (1). L'emploi de la limite supérieure de Siegel-Tsuji ([5]), ([6]) pour les nombres de générateurs d'un groupe fuchsien, me permet de démontrer aussi que, pour tout D assez grand, la limite dans (1) peut être réduite par multiplication par un facteur, qui est approximativement $3/\pi$.

2. J'ai constaté que G. Humbert ([7]) a considéré également les formes d'Hermite indéfinies $f(u, v)$, dans lesquelles u, v sont des variables prenant des valeurs entières du corps $k(i\sqrt{P})$. Avec les changements appropriés, lorsque le nombre des classes n'est pas 1, il obtint une généralisation de son identité pour le cas $P = 1$. Les automorphismes de $f_1(u, v) = uu' - Dvv'$, où u', v' représentent maintenant les conjugués algébriques de u, v correspondent aux transformations linéaires

$$(5) \qquad z' = \frac{\lambda z + D\nu'}{\nu z + \lambda'},$$

où λ, ν sont des nombres entiers de $k(i\sqrt{P})$ qui vérifient $\lambda\lambda' - D\nu\nu' = 1$, de même que dans le cas $P = 1$, (c'est là un calcul classique, indépendant du nombre de classes). Ainsi, au moyen d'un argument exactement analogue,

employant l'identité de G. Humbert, nous pouvons déduire qu'il existe des nombres entiers u, v de $k(i\sqrt{\mathrm{P}})$ vérifiant

(6) $$uu' - \mathrm{D}vv' = 1,$$

avec

(7) $$1 < \sqrt{(uu')} < 1 + \mathrm{DP}\prod_{\delta}\left(1 + \left(\frac{-\mathrm{P}}{\delta}\right)\frac{1}{\delta}\right)\prod_{\omega}\left(1 + \left(\frac{\mathrm{D}}{\omega}\right)\frac{1}{\omega}\right),$$

où δ représente les facteurs premiers > 2 de D, et ω ceux de P, pourvu que

(8) $$\mathrm{D} > 0, \quad \mathrm{P} > 0, \quad (\mathrm{D}, \mathrm{P}) = 1 \text{ ou } 2, \quad \mathrm{P} \not\equiv 0 \pmod 4, \quad \mathrm{D} \not\equiv 0 \pmod 4.$$

Dans le cas $\mathrm{P} \equiv 3 \pmod 4$, (6) et (7) sont vérifiés, d'ailleurs, avec $u = x + iy\sqrt{\mathrm{P}}$, $v = z + i\omega\sqrt{\mathrm{P}}$ où x, y, z, ω sont des nombres entiers rationnels. C'est-à-dire, sous les restrictions énoncées dans (8), il y a une solution en nombres entiers rationnels x, y, z, ω de

(9) $$x^2 + \mathrm{P}z^2 - \mathrm{D}(z^2 + \mathrm{P}\omega^2) = 1,$$

avec

(10) $$1 < (x^2 + \mathrm{P}y^2)^{\frac{1}{2}} < 1 + \mathrm{DP}\prod_{\delta}\prod_{\omega}$$

où $\prod_{\delta}\prod_{\omega}$ sont les produits définis dans (7).

3. Il est à remarquer que le résultat ci-dessus donne aussi une limite pour une petite solution d'une équation dans le genre

(11) $$\mathrm{X}^2 - \mathrm{D}(\mathrm{Y}^2 + \mathrm{PZ}^2) = 1,$$

ou

(1) $$\mathrm{X}^2 + \mathrm{PY}^2 - \mathrm{DZ}^2 = 1.$$

car, en posant

(13) $$\mathrm{X} = x^2 + \mathrm{P}y^2 + \mathrm{D}(z^2 + \mathrm{P}\omega^2), \qquad \mathrm{Y} = 2(xz + \mathrm{P}y\omega), \qquad \mathrm{Z} = 2(yz - x\omega)$$

dans (11) et

(14) $$\mathrm{X} = x^2 - \mathrm{P}y^2 + \mathrm{D}(z^2 - \mathrm{P}\omega^2), \qquad \mathrm{Y} = 2(xy + \mathrm{D}z\omega), \qquad \mathrm{Z} = 2(xz + \mathrm{P}y\omega)$$

dans (12), les conditions (11), (12) se réduisent à (9). D'après (10), il y a donc une solution (en nombres entiers rationnels X, Y, Z) de (11), avec

(15) $$1 < |\mathrm{X}| < 2\left(1 + \mathrm{DP}\prod_{\delta}\prod_{\omega}\right)^2$$

et de (12), avec

(16) $$0 < |\mathrm{Z}| < 2\mathrm{D}^{-\frac{1}{2}}\left(1 + \mathrm{DP}\prod_{\delta}\prod_{\omega}\right)^2.$$

(*) Séance du 11 février 1956.
(1) *Math. Ann.*, Bd **132**, 1956, p. 263-276.
(2) *Nachr. Ges. d. Wiss.*, Gottingen, 1918, p. 30-36.
(3) *Comptes rendus*, **166**, 1918, p. 753.
(4) Pour $D \equiv 0 (\bmod 4)$, $\sigma(\mathcal{D})$ est limité par la valeur donnée dans (2).
(5) *Ann. Math.*, **46**, 1945, p. 708-718; Théorème 5.
(6) *Jap. J. Math.*, **21**, 1951, p. 1-27; Théorème 1.
(7) *Comptes rendus*, **171**, 1920, p. 287 et 377.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la structure des sous-ensembles analytiques réels.* Note (*) de MM. **François Bruhat** et **Henri Cartan**, présentée par M. Jacques Hadamard.

1. Soit Ω un ouvert de l'espace R^n. Un sous-ensemble E de Ω est *analytique* (réel) dans Ω, si pour tout point $a \in \Omega$ existent un voisinage ouvert U de a et un système fini de fonctions f_i analytiques (réelles) dans U, de façon que $E \cap U$ soit l'ensemble des points de U où s'annulent simultanément les f_i $\left(E \cap U\right.$ est alors l'ensemble des zéros de la fonction $\left. f = \sum_i (f_i)^2\right)$. La notion de *germe* analytique en a est alors claire; tout germe analytique admet une décomposition unique en germes irréductibles, en nombre fini (1). Soit E_a un germe analytique au point a; plongeons R^n dans C^n, et soit (2) $\tilde{E}_a$ (*complexifié* de E_a) le plus petit germe analytique-*complexe* de C^n au point a, contenant E_a; les composants irréductibles de $\tilde{E}_a$ sont les complexifiés des composants irréductibles de E_a (3). On appelle *dimension* de E_a la plus grande des dimensions (complexes) des composants irréductibles de $\tilde{E}_a$. Si E est un sous-ensemble analytique de Ω, on appelle dimension de E la borne supérieure des dimensions des germes E_a induits par E aux points $a \in \Omega$.

On notera $V_p(E)$ l'ensemble des points de E où E est une *sous-variété* analytique de dimension p. On sait (2) que si $\dim E_a = p$, le point a est adhérent à $V_p(E)$, et qu'il existe un voisinage ouvert U de a et un sous-ensemble analytique S de U, de dimension $< p$ (éventuellement vide) tel que

$$S \subset E \cap U = (V_p(E) \cap U) \cup S.$$

Si $\dim E = p$, le sous-ensemble fermé $E - V_p(E)$ n'est pas nécessairement analytique (4).

2. Théorème 1. — *Soit* E *un sous-ensemble analytique, a un point de* E *tel que le germe* E_a *soit irréductible de dimension p; il existe un voisinage ouvert* U *de a tel que* $U \cap V_p(E)$ *ait un nombre fini de composantes connexes* A_i, *et que a soit « fortement adhérent » à chaque* A_i (i. e. : il existe un arc γ_i d'extrémité a tel que $\gamma_i - \{a\} \subset A_i$).

La démonstration utilise le :

LEMME. — *Soit f une fonction analytique (réelle) dans un ouvert $\Omega \subset R^n$, nulle en $a \in \Omega$, et non identiquement nulle au voisinage de a. Alors a possède un voisinage ouvert $W \subset \Omega$ tel que l'ensemble W' des points de W où $f \neq 0$ ait un nombre fini de composantes connexes et que a soit « fortement adhérent » à chacune d'elles.*

Le lemme est évident pour $n = 1$, et se prouve par récurrence sur n. D'après le théorème de Weierstrass ([5]), il existe, dans un ouvert Ω' contenant a, un système de coordonnées locales $x_1, \ldots, x_{n-1}, z$ nulles en a, et un polynome distingué $P(z)$ (à coefficients analytiques en $x_1, \ldots, x_{n-1}$) qui soit premier au polynome dérivé $P'(z)$, de manière que les équations $f = 0$ et $P = 0$ aient mêmes solutions dans Ω'. Notons ψ l'application $(x_1, \ldots, x_{n-1}, z) \to (x_1, \ldots, x_{n-1})$ de Ω' dans R^{n-1}. Soit D l'ensemble des zéros du discriminant de $P(z)$; d'après l'hypothèse de récurrence, $\psi(\Omega')$ contient un voisinage ouvert U de O, tel que $U - (D \cap U)$ ait un nombre fini de composantes connexes et que O soit « fortement adhérent » à chacune d'elles.

Soit $W = \Omega' \cap \psi^{-1}(U)$, et supposons U assez petit pour que les relations $(x_1, \ldots, x_{n-1}) \in U$ et $P(z; x_1, \ldots, x_{n-1}) = 0$ entraînent $(x_1, \ldots, x_{n-1}, z) \in \Omega'$. Soit W' l'ensemble des points de W où $P \neq 0$. Soit A une composante connexe de W'; $\psi(A)$ étant ouvert rencontre une composante connexe B de $U - (D \cap U)$. Il existe un arc γ joignant O à un point $b \in B \cap \psi(A)$, tel que $\gamma - \{O\} \subset B$. Pour tout $x \in \gamma - \{O\}$, les points de $\psi^{-1}(x) \cap W$ où $P = 0$ correspondent aux racines réelles (toutes simples) de P; leur nombre est indépendant de x, et ces points sont des fonctions continues de x, qui tendent vers a quand x tend vers zéro. Donc a est « fortement adhérent » à A, et le nombre des composantes connexes A de W' telles que $\psi(A)$ rencontre une composante B donnée est $\leq q + 1$, en notant q le degré de P. D'où le lemme.

Pour prouver le théorème 1, on utilise les résultats classiques ([6]) concernant la structure du germe complexifié $\tilde{E}_a$: il existe au voisinage de a, dans R^n, des coordonnées locales $x_1, \ldots, x_n$ nulles en a, et un polynome distingué irréductible $P(x_{p+1}; x_1, \ldots, x_p)$ à valeurs réelles, nul sur E et jouissant des propriétés suivantes : sur l' « espace analytique » défini par l'équation $P = 0$, les coordonnées d'un point de E sont des fonctions analytiques, à valeurs réelles quand $x_1, \ldots, x_p, x_{p+1}$ sont réels; de plus, si Δ désigne le discriminant de P, tout point de E où $\Delta \neq 0$ appartient à $V_p(E)$, et l'ensemble de ces points est dense dans $V_p(E)$. Appliquons le lemme à l'ensemble des points $(x_1, \ldots, x_p)$ où $\Delta \neq 0$; en raisonnant alors comme dans le lemme, on obtient le théorème.

3. Soit G_p l'ensemble de tous les germes analytiques irréductibles de dimension p situés aux divers points de Ω; munissons G_p de la topologie dans laquelle un système fondamental d'ouverts $\Gamma(U, E)$ est obtenu comme suit : pour tout couple (U, E) formé d'un ouvert $U \subset \Omega$ et d'un sous-ensemble E

analytique de U et de dimension p, $\Gamma(U, E)$ désigne l'ensemble de tous les composants irréductibles de dimension p de E aux divers points de E.

Soit $\tilde{G}_p$ l'espace analogue, relatif aux germes analytiques-*complexes* (irréductibles et de dimension p) situés aux points (réels) de Ω; on sait ([7]) que la topologie de $\tilde{G}_p$ est *séparée*. Soit G'_p la partie formée des éléments de $\tilde{G}_p$ qui coupent R^n suivant un élément de G_p. Alors G'_p est fermé dans $\tilde{G}_p$, et l'application $G'_p \to G_p$ est un homéomorphisme; donc *la topologie de* G_p *est séparée*. De plus, le théorème 1 entraîne que G_p est *localement connexe* par arcs. Si E est un sous-ensemble analytique (réel) de dimension $\leq p$ dans Ω, l'ensemble $G_p(E)$ des composants irréductibles de E en tous ses points est un sous-espace *ouvert et fermé* de G_p.

THÉORÈME 2. — *Soit* E *un sous-ensemble analytique de* Ω, *et soit* $a \in E$. *Il existe un voisinage ouvert* U *de* a *jouissant de la propriété suivante : si un sous-ensemble analytique* F *de* Ω *induit en* a *un germe* F_a *contenant* E_a, *alors* F *contient* $E \cap U$.

Prouvons le théorème 2 par récurrence sur la dimension p de E; il est évident pour $p = 0$. Soit $h^1, \ldots, h^k$ les composants irréductibles *de dimension* p de E_a; il existe un voisinage ouvert Ω' de a, et des sous-ensembles analytiques $H^1, \ldots, H^k$, S de Ω', tels que $(H^i)_a = h^i$, $\dim S < p$, $E \cap \Omega' = H^1 \cup \ldots \cup H^k \cup S$ et $H^i \subset V_p(H^i) \cup S$ (pour $1 \leq i \leq k$). On peut même supposer, d'après l'hypothèse de récurrence, que $F_a \supset S_a$ entraîne $F \supset S$. Alors si $F_a \supset E_a$, $G_p(E \cap F)$ contient h^i et est ouvert et fermé dans G_p, qui est localement connexe; donc Ω' contient un voisinage ouvert U_i de a, indépendant de F, tel que $F \supset V_p(H^i) \cap U_i$; d'où le théorème en posant $U = U_1 \cap \ldots \cap U_k$.

COROLLAIRE 1. — *Soit* (E^i) *une famille filtrante décroissante de sous-ensembles analytiques de* Ω. *Tout point* $a \in \Omega$ *possède un voisinage ouvert* U *tel que la famille* $(E^i \cap U)$ *soit stationnaire.*

(En effet, la famille des germes $(E^i)_a$ est stationnaire).

COROLLAIRE 2. — *L'intersection d'une famille quelconque de sous-ensembles analytiques de* Ω *est un sous-ensemble analytique de* Ω.

(On applique le corollaire 1 à la famille des intersections finies.)

Dans une Note ultérieure, nous appliquerons les résultats précédents au problème de la décomposition (globale) d'un ensemble analytique en « composantes irréductibles ».

(*) Séance du 11 février 1957.

([1]) Parce que l'anneau des germes de fonctions analytiques est nœthérien.

([2]) F. BRUHAT, *Bull. Soc. Math. Fr.*, 84, 1956, p. 97-205; *voir* § 3, n° 1.

([3]) H. CARTAN, *Bull. Soc. Math. Fr.*, 85, 1957.

([4]) Voir une Note ultérieure.

([5]) *Voir* BOCHNER-MARTIN, *Several complex variables* (chap. IX), et *Sémin.* H. CARTAN, 1951-1952, exposé X.

([6]) *Voir* par exemple *Sémin.* H. CARTAN, 1953-1954, exposés VII à IX d'où l'on déduit aisément les compléments nécessaires ici pour le cas réel.

([7]) *Séminaire* H. CARTAN, 1951-1952, exposé XIV, th. 7.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur le passage de l'image de $g(t)$ à celle de $g(it)$ dans la transformation de Laplace.* Note (*) de M. **Jean Lavoine**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Dans une Note précédente ([1]) nous avons indiqué brièvement comment on associe à une fonction $f(t)$ ayant un nombre fini de pôles une distribution $\mathrm{Pf}\,Y(t)f(t)$ qui a, elle, une image dans la transformation de Laplace :

$$(1)\qquad \mathrm{Pf}\,Y(t)f(t) \sqsupset \mathrm{Pf}\int_0^\infty f(t)\,e^{-pt}\,dt = F(p);$$

Pf signifie qu'on prend la *partie finie* de l'intégrale. $Y(t)$ désigne la fonction de Heaviside, égale à 1 pour $t > 0$, nulle ailleurs.

Une fonction continue, à croissance lente, $h(t)$ a une image, $H(p)$. Si $h(z)$ est analytique, il arrive fréquemment que $h(it)$ ait des pôles et qu'il faille recourir au procédé ci-dessus pour lui faire correspondre une image $H_1(p)$. Il existe entre $H_1(p)$ et $H(p)$ une relation qui est contenue dans le théorème suivant :

— *Soit $g(z)$ une fonction satisfaisant aux conditions :*

(*a*) *$g(z)$ est analytique, uniforme ou non, dans le domaine* (D) : $\mathrm{Re}\,z > -\alpha$, $\mathrm{Im}\,z > -\alpha$, $\alpha > 0$. *Elle est holomorphe pour* $\mathrm{Re}\,z > 0$, $\mathrm{Im}\,z > -\alpha$, *et sur l'axe imaginaire, sauf en une infinité dénombrable de points* $z = iy_n$, $y_{n+1} > y_n > 0$, *au voisinage desquels*

$$g(z) = \sum_{m=1}^{\nu} \frac{c_{nm}}{(z - iy_n)^m} + c_{n_0}\log(z - iy_n) + h(z)$$

$h(z)$ étant continue dans ce voisinage, $|c_{nm}| < A y_n^k$, *et ν indépendant de n.*

L'origine est point régulier ou singulier pour $g(z)$.

(*b*) *Il existe des cercles* (C_n) : $|z - iy_n| \leqq \alpha_n$, $0 < \beta \leqq \alpha_n < \alpha$, *extérieurs deux à deux, dans lesquels*

$$|h(z)| < A|z|^k$$

et tels que

$$|g(z)| < A|z|^k$$

lorsque z est dans (D) *mais hors des* (C_n); *les constantes positives* A *et k sont les mêmes pour tous les* (C_n).

Alors on a les propriétés suivantes :

1° La distribution $\mathrm{Pf}\,Y(t)g(t)$, t réel, est tempérée, a donc une image $G(p)$, qui est donnée par (1), pour $\mathrm{Re}\,p > 0$.

2° La distribution $\mathrm{Pf}\,Y(t)\,g(it)$ est tempérée et a pour image l'expression

$$(2)\qquad G_1(p) = \lim_{\xi \to \infty} \mathrm{Pf}\int_0^{\xi} g(iy)\,e^{-py}\,dy, \qquad \mathrm{Re}\,p > 0,$$

le point $z = i\xi$ étant assujetti à *ne pas être intérieur* aux cercles (C_n).

3° Pour $\operatorname{Re} p > 0$ et $\operatorname{Im} p > 0$,

$$G_1(p) = \frac{1}{i} G\left(\frac{p}{i}\right) - \pi\left(\frac{1}{2} r_0 + \sum_{n=1}^{\infty} r_n\right), \tag{3}$$

r_n, résidu de $g(z) e^{ipz}$ en iy_n; r_0, résidu à l'origine.

Remarques. — I. Les conditions (a) et (b) assurent que $\operatorname{Pf} Y(t) g(it)$ est la dérivée $(\nu + 1)^{\text{ième}}$ d'une fonction continue à croissance lente, et par conséquent une distribution tempérée. Ces conditions assurent aussi la convergence de la série des r_n pour $\operatorname{Re} p > 0$.

II. Si $g(z) e^{ipz}$ avait des pôles pour $\operatorname{Re} z > 0$ $\operatorname{Im} z > 0$, on ajouterait au second membre de (3) le produit par 2π de la somme des résidus relatifs à ces pôles.

Quelques applications : A. *Un exemple trivial.* — On sait que

$$Y(t)\, e^{-at} \operatorname{sh} at \sqsupset \frac{a}{p^2 - 2ap}, \qquad \operatorname{Re} p > 0.$$

$e^{-az} \operatorname{sh} az$ satisfait aux conditions (a) et (b) (ici les Pf sont inutiles, car il n'y a pas de pôle). Si l'on change t en it on a, d'après (3),

$$Y(t)\, e^{-iat} \sin at \sqsupset \frac{a}{p^2 - 2aip}, \qquad \operatorname{Re} p > 0.$$

En multipliant par e^{-iat}, on retrouve la correspondance bien connue,

$$Y(t) \sin at \sqsupset \frac{a}{p^2 + a^2}, \qquad \operatorname{Re} p > 0. \tag{4}$$

B. Les tables classiques (fasc. C du *Mémorial des Sciences mathématiques* p. 14) indiquent

$$Y(t) \frac{1}{1 + t^2} \sqsupset \sin p\, ci(p) - \cos p\, si(p).$$

Changeons t en it; le résidu de $e^{ipz}/(1 + z^2)$ au pôle $z = i$ étant $e^{-p}/2i$, (3) donne

$$\operatorname{Pf} Y(t) \frac{1}{1 - t^2} \sqsupset \frac{1}{i} \sin\frac{p}{i}\, ci\left(\frac{p}{i}\right) - \frac{1}{i} \cos\frac{p}{i}\, si\left(\frac{p}{i}\right) - \pi \frac{e^{-p}}{2i}.$$

Or

$$ci\left(\frac{x}{i}\right) = \operatorname{ch} i(x) - i\frac{\pi}{2}, \qquad i\, si\left(\frac{x}{i}\right) = \operatorname{sh} i(x) - i\frac{\pi}{2},$$

donc

$$\operatorname{Pf} Y(t) \frac{1}{1 - t^2} \sqsupset -\operatorname{sh} p \operatorname{ch} i(p) + \operatorname{ch} p \operatorname{sh} i(p),$$

C. On sait que

$$Y(t) \frac{1}{\operatorname{ch} t} \sqsupset \frac{1}{2}\left[\psi\left(\frac{p+3}{4}\right) - \psi\left(\frac{p+1}{4}\right)\right], \qquad \operatorname{Re} p > -1,$$

$\psi(x)$ désignant la dérivée logarithmique de $\Gamma(x)$. $1/\operatorname{ch} z$ satisfait aux conditions du théorème. Aux pôles $i(2n + 1)\pi/2$, $(n = 1, 2, 3, \ldots)$, les résidus

de $e^{ipz}/\mathrm{ch}\, z$ sont $r_n = - i\, e^{-p\pi/2}(- e^{-p\pi})^n$ et leur série converge bien pour $\mathrm{Re}\, p > 0$. On a d'après (3)

$$\mathrm{Pf}\, Y(t)\, \frac{1}{\cos t} \sqsupset -\frac{i}{2}\left[\psi\left(\frac{-ip+3}{4}\right) - \psi\left(\frac{-ip+1}{4}\right)\right] - i\frac{\pi}{2}\, \frac{1}{\mathrm{ch}\, p\frac{\pi}{2}}, \qquad \mathrm{Re}\, p > 0.$$

Si l'on ne veut pas faire figurer i dans l'image, on écrira

$$(5) \qquad \mathrm{Pf}\, Y(t)\, \frac{1}{\cos t} \sqsupset 2p \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{p^2 + (2n+1)^2}.$$

Or $Y(t) \log |\mathrm{tg}[(t/2) + (\pi/4)]|$ a pour dérivée au sens des distributions $\mathrm{Pf}\, Y(t)\; 1/\cos t$; on déduit donc de (5).

$$Y(t) \log \left| \mathrm{tg}\left(\frac{t}{2} + \frac{\pi}{4}\right)\right| \sqsupset 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{p^2 + (2n+1)^2}, \qquad \mathrm{Re}\, p > 0.$$

En repassant aux originaux au moyen de (4), il vient

$$Y(t) \log \left| \mathrm{tg}\left(\frac{t}{2} + \frac{\pi}{4}\right)\right| = 2 \sum_{n=0}^{\infty} Y(t)\, \frac{(-1)^n}{2n+1} \sin(2n+1)t.$$

Ce résultat peut se déduire immédiatement de la série de Fourier qui représente habituellement la fonction $\log |\mathrm{tg}[(t/2) + (\pi/4)]|$.

En repassant aux originaux à partir de (5), on a

$$(6) \qquad \mathrm{Pf}\, Y(t)\, \frac{1}{\cos t} = 2 \sum_{n=0}^{\infty} Y(t)\, (-1)^n \cos(2n+1)t;$$

cette série est convergente au sens des distributions. La somme de (6) et de sa transformée par le changement de t en $-t$ donne la série de Fourier de la distribution $\mathrm{Pf}\, 1/\cos t$:

$$\mathrm{Pf}\, \frac{1}{\cos t} = 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \cos(2n+1)t.$$

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 717.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les moyennes de Cesàro des séries orthogonales.*

Note (*) de M. **Károly Tandori**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Ordre de grandeur asymptotique précis d'une borne supérieure du module de la $n^{\text{ième}}$ moyenne de Cesàro d'ordre α d'un développement en série d'une fonction appartenant à L^2 dans un segment, ou d'une somme de fonctions orthogonales et normées.

Soit $\{\varphi_n(x)\}$ un système de fonctions orthogonales et normées dans l'inter-

valle $[a, b]$. Nous désignerons par $\sigma_n^{(\alpha)}(x)$ la $n^{\text{ième}}$ moyenne de Cesàro d'ordre α de la série

$$(1)\qquad \sum_{n=0}^{\infty} a_n \varphi_n(x),$$

c'est-à-dire que

$$\sigma_n^{(\alpha)}(x) = \frac{1}{A_n^{(\alpha)}} \sum_{\nu=0}^{n} A_{n-\nu}^{(\alpha)} a_\nu \varphi_\nu(x) \qquad (n = 0, 1, \ldots),$$

avec

$$A_n^{(\alpha)} = \binom{n+\alpha}{n} \qquad (\alpha \neq -1 -2, \ldots).$$

M. G. Alexits [1] a démontré le théorème suivant : Soit $\{v(n)\}$ une suite positive et non décroissante, telle que

$$(2)\qquad \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{(n \log n)\, v^2(n)} < \infty.$$

si

$$(3)\qquad \sum_{n=0}^{\infty} a_n^2 < \infty,$$

l'évaluation

$$\sigma_N^{(\alpha)}(x) = o\left(\sqrt{N \log N}\, v(N)\right)$$

est valable presque partout dans l'intervalle $[a, b]$ pour tout $\alpha \geqq 1$.

Nous avons amélioré ce résultat en démontrant le théorème suivant :

Théorème I. — *Sous la condition* (3) *on a*

$$(4)\qquad \sigma_N^{(\alpha)}(x) = o(\log \log N)$$

presque partout dans l'intervalle $[a, b]$ *pour tout* $\alpha > 0$.

Faisant usage d'un théorème de M. D. Menchoff [2] on obtient en vertu de la condition (3)

$$(5)\qquad \sigma_N^{(1)}(x) = O(\log \log N)$$

presque partout dans l'intervalle $[a, b]$, d'où le théorème I s'ensuit par l'application des deux lemmes suivants :

Lemme I. — *Si pour toute suite* $\{a_n\}$ *vérifiant la condition* (3) *les moyennes de Cesàro d'ordre* $\alpha = 1$ *de la série* (1) *sont presque partout dans l'intervalle* $[a, b]$ *d'ordre de grandeur* (5), *on a pour ces suites même l'évaluation plus précise :*

$$\sigma_N^{(1)}(x) = o(\log \log N)$$

presque partout dans l'intervalle $[a, b]$.

Lemme II. — *Si la suite* $\{a_n\}$ *satisfait à la condition* (3) *et si* (4) *subsiste pour*

$\alpha = 1$ *presque partout dans l'intervalle* $[a, b]$, *alors* (4) *subsiste presque partout dans l'intervalle* $[a, b]$ *pour chaque* $\alpha > 0$.

La démonstration du lemme II est fondée sur une idée de M. A. Zygmund (3).

Le théorème suivant généralise un résultat de M. I. S. Gál.

THÉORÈME II. — *Soit* $\{w(n)\}$ *une suite positive et non décroissante, satisfaisant à la condition* (2). *Alors on a pour tout* $\alpha > 0$,

$$\frac{1}{A_N^{(\alpha)}} \sum_{\nu=0}^{N} A_{N-\nu}^{(\alpha)} \varphi_\nu(x) = o\left(\sqrt{N \log N}\, w(N)\right) \tag{6}$$

presque partout dans l'intervalle $[a, b]$ (4).

Les évaluations (4) et (6) sont exactes. Nous avons notamment les théorèmes suivants :

THÉORÈME III. — *Soit* $\{w(n)\}$ *une suite positive et non décroissante, telle que*

$$w(n) = o(\log \log n).$$

Il y a alors une suite $\{a_n\}$, *satisfaisant à la condition* (3) *et un système* $\{\Phi_n(x)\}$ *de fonctions orthogonales et normées dans l'intervalle* $[a, b]$, *telles que pour tout* $\alpha > 0$

$$\overline{\lim_{N \to \infty}} \frac{1}{w(N)} \left| \frac{1}{A_N^{(\alpha)}} \sum_{\nu=0}^{N} A_{N-\nu}^{(\alpha)} a_\nu \Phi_\nu(x) \right| = \infty$$

partout dans l'intervalle $[a, b]$.

THÉORÈME IV. — *Soit* $\{w(n)\}$ *une suite positive et non décroissante, telle que*

$$\sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{(n \log n)\, w^2(n)} = \infty$$

et $\alpha > 0$. *Il y a alors un système* $\{\Phi_n(x)\}$ *de fonctions orthogonales et normées dans l'intervalle* $[a, b]$, *telles que*

$$\overline{\lim_{N \to \infty}} \frac{1}{\sqrt{N \log N}\, w(N)} \left| \frac{1}{A_N^{(\alpha)}} \sum_{\nu=0}^{N} A_{N-\nu}^{(\alpha)} \Phi_\nu(x) \right| = \infty$$

partout dans l'intervalle $[a, b]$.

Nous obtenons le théorème III en faisant usage d'un théorème de M. D. Menchoff (5), tandis que le théorème IV peut être démontré par une construction directe.

(*) Séance du 28 janvier 1957.

(1) *Ann. Soc. Pol. Math.*, 25, 1952, p. 183-187.

(2) *Fund. Math.*, 8, 1926, p. 58-108, th. 6.

(3) *Fund. Math.*, 10, 1927, p. 356-362.

(4) *Voir* pour $\alpha = 1$: I. S. GÁL, *Ann. Inst. Fourier*, 1, 1949, p. 53-59.

(5) *Loc. cit.* (2), th. 7.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Quelques propriétés d'Analyse récursive* (1). Note (*) de M. **Daniel Lacombe**, transmise par M. Arnaud Denjoy.

Comme application des résultats précédemment démontrés, mise sous forme « récursive » de quelques questions classiques d'Analyse (données à titre d'exemples) : fonctions continues non dérivables, solutions d'une équation différentielle dans le cas de Lipschitz, fonctions à variation bornée.

7. Grzegorczyk a donné un exemple de **S**-fonction récursive qui n'est dérivable en aucun point [(4), p. 199]. En fait, tous les exemples classiques de **S**-fonctions continues non dérivables [par exemple la fonction de Weierstrass : $\Sigma 2^{-n}\cos(2^{4n}\pi x)$] sont obtenues comme limites de suites récursives et récursivement convergentes de **S**-fonctions; ce sont donc des fonctions récursives.

D'autre part, on construit facilement une **S**-fonction récursive qui est dérivable en tout point, mais dont la dérivée n'est pas continue (ce qui entraîne que cette dérivée n'est pas récursive), par exemple la **S**-fonction f ainsi définie ; $f(0)=0$, $f(x)=x^2\sin(x^{-2})$ pour $x\neq 0$.

On peut enfin construire une **S**-fonction récursive dérivable dont la dérivée est continue mais non récursive.

8. D'une façon générale, les théorèmes d'Analyse dont la démonstration est « constructive » se mettent trivialement sous forme « récursive ». Citons par exemple la proposition suivante :

Théorème V. — *Soit f une* $\mathbf{S}^2$*-fonction récursive satisfaisant à la condition de Lipschitz :*

quel que soit l'élément (x, y_1, y_2) *de* $\mathbf{S}^3$, $|f(x, y_1)-f(x, y_2)|\leqq m|y_1-y_2|$, *où m est un nombre réel positif fixe.*

Soit $[a, b]$ *un segment récursif intérieur à* **S**; *et soit h le plus petit des nombres* 1, $a/|f|$, $(1-b)/|f|$.

Soit enfin g l'application de $[a, b]\times[0, h]$ *dans* **R** *définie de la façon suivante : si l'on pose* $g(u, x)=y_u(x)$, y_u *est la solution de l'équation différentielle* $dy/dx=f(x, y)$ *qui prend la valeur u pour* $x=0$.

Dans ces conditions, la fonction g est récursive.

9. Soit f une **S**-fonction à variation bornée. Nous désignerons par $\tilde{f}$ la **S**-fonction définie par : $\tilde{f}(x)=$ variation de f sur le segment $[0, x]$. Et nous poserons $\{f\}=\tilde{f}(1)=$ variation totale de f sur **S**.

Théorème VI. — *Si f est une* **S**-*fonction récursive à variation bornée et si* $\{f\}$ *est un nombre réel récursif, alors* $\tilde{f}$ *est une* **S**-*fonction récursive* (et f est par conséquent la différence de deux **S**-fonctions récursives croissantes).

Démonstration. — Divisons **S** en n parties égales par les points ξ_0^n, ξ_1^n, ..., ξ_{n-1}^n, ξ_n^n($\xi_0^n=0$, $\xi_n^n=1$). Soit f_n la **S**-fonction prenant la même valeur que f

pour chacun des ξ_i^n et linéaire sur chaque segment $[\xi_i^n, \xi_{i+1}^n]$. Posons

$$g_n(x) = \tilde{f}_n(x) + \{f\} - \{f_n\}.$$

Les deux suites de **S**-fonctions $(\tilde{f}_n)$ et (g_n) sont récursives et respectivement croissante et décroissante. Elles admettent la même fonction limite $\tilde{f}$. Cette dernière est donc récursive.

10. f peut être récursive et à variation bornée sans que sa variation $(\{f\}$ ou $\tilde{f})$ soit récursive. On a même la proposition suivante :

Théorème 7. — *Il existe deux* **S**-*fonctions récursives croissantes f, g telles que le nombre $\{f - g\}$ ne soit pas récursif.*

Il reste encore à résoudre le problème suivant : Existe-t-il une fonction récursive à variation (non récursive) bornée qui ne soit pas la différence de deux fonctions récursives croissantes ?

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) Suite d'une Note précédente, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 838.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Les idéaux fermés dans un anneau de fonctions analytiques.* Note de M. **Walter Rudin**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Description explicite de tous les idéaux fermés dans l'anneau des fonctions complexes qui sont analytiques dans l'intérieur du cercle unité et continues à la frontière. Conséquences.

Soit C le cercle $|z| = 1$ dans le plan complexe, U l'intérieur de C, et $K = U \cup C$. Soit A l'anneau de toutes les fonctions complexes qui sont continues sur K et analytiques dans U; A devient une algèbre de Banach si l'on introduit la norme

$$\|f\| = \max_{z \in K} |f(z)|.$$

Choisissons E, μ, et B comme suit : E est un sous-ensemble fermé de C, dont la mesure de Lebesgue est zéro; μ est une mesure non négative concentrée sur E; et B est un produit de Blaschke, défini par la formule

$$B(z) = z^m \prod_n \frac{a_n - z}{1 - \bar{a}_n z} \frac{|a_n|}{a_n} \qquad (z \in U),$$

où m est un entier non négatif, $0 < |a_n| < 1$, $\Sigma(1 - |a_n|) < \infty$, et tous les points limites de la suite $\{a_n\}$ sont situés dans E. Posons

$$M(z) = B(z) \exp\left\{ -\int_C \frac{w+z}{w-z} d\mu(w) \right\} \qquad (z \in U).$$

C'est une fonction bornée dont les limites radiales ont la valeur absolue 1 presque partout sur C. En général, $M(z)$ n'est pas continue sur C.

Désignons par $I(E, \mu, B)$ l'ensemble de toutes les fonctions $f \in A$ telles que $f(z)/M(z)$ est bornée dans U et $f(z) = 0$ pour chaque $z \in E$.

Théorème. — $I(E, \mu, B)$ *est un idéal fermé de* A, *et chaque idéal fermé de* A (*sauf l'idéal nul*) *est un ensemble* $I(E, \mu, B)$. *De plus, si*

$$I(E_1, \mu_1, B_1) = I(E_2, \mu_2, B_2),$$

alors $E_1 = E_2$, $\mu_1 = \mu_2$, *et* $B_1 = B_2$.

De ce théorème on tire les conséquences suivantes :

1. Chaque idéal fermé de A est un idéal principal.

C'est-à-dire que dans chaque idéal fermé J de A il existe une fonction f telle que chaque $g \in J$ est la limite uniforme d'une suite $\{fP_n\}$, où $\{P_n(z)\}$ est une suite de polynomes. On dit que f est un générateur de J.

2. A chaque idéal maximal J de A correspond un point $z_J \in K$ tel que $f \in J$ si, et seulement si, $f \in A$ et $f(z_J) = 0$. (Ceci n'est pas un fait nouveau.)

3. $I(E, \mu, B)$ est l'intersection d'une famille d'idéaux maximaux de A si, et seulement si, $\mu = 0$ et tous les zéros de $B(z)$ sont simples.

4. Les idéaux primaires de A (c'est-à-dire, les idéaux fermés qui ne sont contenus que dans un seul idéal maximal) sont de deux sortes. Si $x \in U$ et m est un entier positif, la fonction $(z - x)^m$ est générateur d'un idéal primaire $J(x, m)$. Si $x \in C$ et t est un nombre réel non négatif, la fonction

$$(z - x) \exp\left\{ - t \cdot \frac{x + z}{x - z} \right\}$$

est génératrice d'un idéal primaire $J(x, t)$. Il est à remarquer que $J(x, t)$ est un sous-ensemble propre de $J(x, s)$ si $t > s$. Il n'existe pas d'autres idéaux primaires dans A.

5. $I(E, \mu, B)$ est l'intersection d'une famille d'idéaux primaires de A si, et seulement si, μ est une mesure discrète (c'est-à-dire que μ n'a pas de composante continue).

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Déduction de certaines propriétés statistiques d'une fonction aléatoire stationnaire isotrope définie dans un espace à plusieurs dimensions de l'étude de sa trace sur une courbe de cet espace.* Note (*) de M. **Pierre Faure**, présentée par M. Georges Darmois.

On considère des fonctions aléatoires stationnaires et isotropes d'un point M d'un espace euclidien E_n à n dimensions. On étudie les relations entre les propriétés du second ordre de F(M) et celles de la fonction aléatoire du temps $\theta(t)$ obtenue en faisant décrire au point M une courbe γ suivant la loi du temps $M = M(t)$.

1. *Introduction.* — Dans une Note antérieure [1] à laquelle je renvoie pour les notations, j'ai indiqué certains résultats relatifs aux fonctions aléatoires stationnaires isotropes (F. A. S. I.). F(M) où M est un point d'un espace

euclidien E_n à n dimensions. J'ai noté que pour déterminer expérimentalement la fonction de corrélation C ou le spectre d'un phénomène de fluctuations régi par une F. A. S. I. il suffisait, en général, d'explorer la trace de F sur une courbe γ convenable de E_n. Je me propose de donner ici quelques résultats relatifs à cette question. Je supposerai γ décrite suivant la loi du temps $M = M(t)$ et je désignerai par $\theta(t)$ la fonction aléatoire du temps $\theta = F[M(t)]$.

2. *Condition pour que $\theta(t)$ soit stationnaire d'ordre* 2 [(²), p. 443)]. — Sous certaines conditions de régularité imposées à la courbe γ et à la vitesse ds/dt avec laquelle elle est décrite (s, abscisse curviligne), on peut énoncer le résultat suivant :

La condition nécessaire et suffisante pour que $\theta(t)$ soit stationnaire d'ordre deux, c'est-à-dire pour que $E[\theta(t_1)\theta^*(t_2)]$ *ne dépende que de* $t_1 - t_2$ (E : *espérance mathématique*) *est que γ soit une hélice circulaire décrite d'un mouvement uniforme*. La condition est *évidemment* remplie pour une droite ou pour un cercle décrits d'un mouvement uniforme. Je vais, pour des F réels, indiquer quelques résultats relatifs à ces deux cas particuliers.

3. *Cas d'un balayage rectiligne à vitesse constante.* — On peut alors poser $M = \vec{\alpha} t$ où $\vec{\alpha}$ est le vecteur unitaire d'un des axes, soit Ox_1, d'un repère orthonormé $(O, x_1, \ldots, x_n)$ de E_n. On a alors $\theta(t) = F(x_1, 0, 0, \ldots)$. Sous réserve d'un ergodisme suffisant, la moyenne temporelle

$$\frac{1}{T}\int_0^T \theta(t)\,\theta(t-\tau)\,dt$$

convergera presque sûrement vers $C(|\tau|)$ pour $T \to \infty$ [*voir* (²), p. 392 à 403]. Dans les mêmes conditions, l'étude des propriétés spectrales de $\theta(t)$, par exemple par les procédés de l'analyse électrique, nous fournira $\varphi_1(\rho)$ et, dans beaucoup de questions concrètes il s'agit d'en déduire $\varphi_n(\rho)$. J'ai déjà indiqué la solution générale de cette question [*voir* (¹), § IV]. Je note ici quelques remarques complémentaires conséquences des résultats donnés en (¹).

1° Pour qu'une fonction $C(r)$ de $\mathcal{C}_1$ appartienne aussi à $\mathcal{C}_3$, il faut et il suffit que son spectre unidimensionnel ait une densité $\varphi_1(\rho)$ qui soit une fonction non croissante de ρ.

2° On peut généraliser la remarque précédente : pour qu'une fonction C de de la classe $\mathcal{C}_n$ appartienne aussi à $\mathcal{C}_{n+2}$ il faut et il suffit que le spectre associé à C dans E_n ait une densité $\varphi_n(\rho)$ qui soit une fonction non croissante de ρ. [les φ étant définis comme dans (¹)].

4. *Cas d'un balayage circulaire à vitesse constante.* — Ceci est important pour les F. A. S. I. à deux dimensions. Quelles informations relativement aux propriétés du second ordre peut-on tirer de l'exploration par un balayage circulaire effectué sur un cercle γ de rayon bien déterminé décrit de façon

uniforme ? On peut toujours supposer que la vitesse vaut 1 ce qui conduit à confondre le temps t avec l'abscisse curviligne s sur γ. Sur γ on alors

$$F(M) = f(s) = f(t).$$

a. La fonction de corrélation $\Gamma_0(\sigma)$ de $f(s)$ est

$$\Gamma_0(\sigma) = E[f(s)f(s-\sigma)] = C\left[\left|2R\sin\frac{\sigma}{2R}\right|\right].$$

La connaissance de $\Gamma_0(\sigma)$ ne fournit donc C que pour $0 \leq r \leq 2R$.

b. D'autre part, l'analyse harmonique de la fonction aléatoire $f(s)$ ne nous donne pas $\Gamma_0(\sigma)$ mais la moyenne temporelle

$$\Gamma(\sigma) = \frac{1}{2\pi R}\int_0^{2\pi R} f(s)\,f(s-\sigma)\,ds$$

qui est une variable aléatoire d'espérance mathématique $\Gamma_0(\sigma)$.

c. La variance $\delta^2 = E[|\Gamma(\sigma) - \Gamma_0(\sigma)|^2]$ relative à $\Gamma(\sigma)$ vaut

$$\delta^2 = \frac{1}{4\pi^2R^2}\int_\gamma\int_\gamma E[f(\alpha)f(\alpha-\sigma)f(\beta)f(\beta-\sigma)]\,d\alpha\,d\beta - \Gamma_0^2(\sigma).$$

d. Dans le cas particulier où F est une F. A. S. I. laplacienne [*voir* (2), p. 471 à 521] on a

$$\delta^2 = \frac{1}{2\pi^2R^2}\int_0^{2\pi R}(2\pi R - s)\left[C^2\left(2R\sin\frac{|s|}{2R}\right) + C\left(2R\sin\frac{|s-\sigma|}{2R}\right)C\left(2R\sin\frac{|s+\sigma|}{2R}\right)\right]ds.$$

e. Si R est assez grand et C de carré sommable, on a

$$\delta^2 \approx \frac{1}{\pi R}\int_0^{\infty}[C^2(s) + C(|s-\sigma|)\,C(s+\sigma)]\,ds.$$

(*) Séance du 4 février 1957.

(1) P. Faure, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 842.

(2) A. Blanc-Lapierre et Fortet; *Théorie des fonctions aléatoires*, Masson, Paris, 1953.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Quelques propriétés des processus stochastiques localement continus en probabilité.* Note (*) de M. **Bishwanath Prosad Adhikari**, présentée par M. Georges Darmois.

Soit Ω un espace dont les éléments seront désignés par ω, et soit $\mathfrak{S}$ un corps borélien des ensembles de Ω. Soit T un intervalle sur la droite réelle, et $\{x_t(\omega),\ t \in T\}$ une suite de variables aléatoires x_t qui sont, par définition, des fonctions mesurables $\mathfrak{S}$.

Soit $\mathcal{F}_T$ la classe de tous les ensembles du genre $\{\omega : [x_{t_1}(\omega), \ldots, x_{t_n}(\omega)] \in A\}$

où $(t_1, \ldots, t_n)$ est un choix quelconque de n points en T, et A un ensemble borélien à n dimensions; on voit que $\mathcal{F}_T$ est un corps sur Ω.

Soit $\mathcal{B}(\mathcal{F}_T)$ le plus petit corps borélien qui contient $\mathcal{F}_T$; c'est le plus petit corps borélien dans Ω par rapport auquel tous les $x_t(\omega)(t \in T)$ sont mesurables. Évidemment, $\mathcal{B}(\mathcal{F}_T) \subset \mathcal{S}$.

Si $S = \{t_j\}$ est une suite dénombrable de points dans T, on définira $\mathcal{F}_S$ et $\mathcal{B}(\mathcal{F}_S)$ d'une manière analogue.

Soit, maintenant, μ une mesure sur $(\Omega, \mathcal{B}(\mathcal{F}_T))$. On sait [1] que si E est un ensemble quelconque appartenant à $\mathcal{B}(\mathcal{F}_T)$, alors il existe une classe dénombrable $\mathcal{D} \subset \mathcal{F}_T$, telle que $E \in \mathcal{B}(\mathcal{D})$. Si l'on prend, alors, une fonction quelconque, $f(\omega)$, mesurable $\mathcal{B}(\mathcal{F}_T)$, il existe une suite dénombrable $S = \{t_j\}$ dans T telle que $f(\omega)$ est mesurable $\mathcal{B}(\mathcal{F}_S)$ [2]. Cette suite dépendra, évidemment, de la fonction $f(\omega)$ elle-même. Nous cherchons des conditions sous lesquelles cette dépendance sera éliminée.

Faisons l'hypothèse suivante : $\{x_t(\omega), t \in T\}$ est un processus localement continu en probabilité; c'est-à-dire, que

$$(1) \qquad p_\mu \lim_{\tau \to t} x_\tau(\omega) = x_t(\omega) \qquad \text{pour tout } t \in T.$$

On peut démontrer la résultat suivant :

Théorème 1. — *Soit $\{x_t(\omega), t \in T\}$ un processus stochastique localement continu en probabilité, selon* (1). *Soit $S = \{t_j\}$ une suite quelconque, dénombrable et partout dense en* T. *Si $f(\omega)$ est une fonction mesurable $\mathcal{B}(\mathcal{F}_T)$, il existe une fonction $f'(\omega)$ mesurable $\mathcal{B}(\mathcal{F}_S)$ et telle qu'on ait $f(\omega) = f'(\omega)$ presque sûrement en μ.*

Soit $\{x_t(\omega), t \in S\}$ un processus stochastique où t prend des valeurs dans un ensemble dénombrable S. Soit $E^{(\infty)}$ l'espace euclidien à une infinité de dimension dont la $k^{\text{ième}}$ coordonnée est $x_k(\omega)$, et soit μ_1, μ_2 deux mesures sur $\mathcal{F}^{(\infty)}$ le corps borélien de $E^{(\infty)}$, telle que μ_1 est absolument continue par rapport à $\mu_2 (\mu_1 \ll \mu_2)$. Soit $F_{\mu_i}^{(t_1, \ldots, t_n)}(x_{t_1}(\omega), \ldots, x_{t_n}(\omega)) (i = 1, 2)$ les fonctions de répartition dues à μ_i pour les variables $(x_{t_1}(\omega), \ldots, x_{t_n}(\omega))$. Supposons l'existence des densités de probabilité correspondantes $f_{\mu_i}^{(t_1, \ldots, t_n)}(x_{t_1}(\omega), \ldots, x_{t_n}(\omega))$, ainsi que de leur limite lorsque $n \to \infty$.

Soit $f(\omega)$ la dérivée de Radon-Nikodym, $f(\omega) = d\mu_1/d\mu_2$. On a alors

$$f(\omega) = \lim_{n \to \infty} \frac{f_{\mu_1}^{(t_1, \ldots, t_n)}(x_{t_1}(\omega), \ldots, x_{t_n}(\omega))}{f_{\mu_2}^{(t_1, \ldots, t_n)}(x_{t_1}(\omega), \ldots, x_{t_n}(\omega))} \quad [3],$$

presque sûrement en μ_2.

Reprenons le processus stochastique $\{x_t(\omega), t \in T\}$; soit μ_1 et μ_2 deux mesures sur $(\Omega, \mathcal{B}(\mathcal{F}_T))$ telles que $\mu_1 \ll \mu_2$. Supposons que $\{x_t(\omega), t \in T\}$ soit localement continu en probabilité μ_2; il en sera le même par rapport à μ_1, à cause de la relation $\mu_1 \ll \mu_2$. On démontre le

Théorème 2. — *Soit $S = \{t_j\}$ une suite dénombrable quelconque, partout*

dense en T. *Sous l'hypothèse de continuité locale en probabilité* μ_2, *et en supposant l'existence des densités de probabilité,*

$$f(\omega) = \frac{d\mu_1}{d\mu_2} = \lim_{n \to \infty} \frac{f_{\mu_1}^{(t_1, \ldots, t_n)}(x_{t_1}(\omega), \ldots, x_{t_n}(\omega))}{f_{\mu_2}^{(t_1, \ldots, t_n)}(x_{t_1}(\omega), \ldots, x_{t_n}(\omega))}$$

presque sûrement en μ_2, *où les* t_j *sont toujours choisis dans* S.

On sait que la continuité locale en probabilité est réalisée nécessairement si l'on a la continuité locale ou globale presque sûre ou en moyenne quadratique. Les résultats qui viennent d'être énoncés restent valable, à plus forte raison, dans ces derniers cas.

Soit, enfin, $\mathfrak{M}$ une classe de mesures sur $(\Omega, \mathcal{B}(\mathcal{F}_T))$. $\mathfrak{M}$ est dite « dominée » s'il existe une mesure λ sur $(\Omega, \mathcal{B}(\mathcal{F}_T))$ telle que $\mu \ll \lambda$ pour toute $\mu \in \mathfrak{M}$. Si, de plus, E appartenant à $\mathcal{B}(\mathcal{F}_T)$, on a $\lambda(E) = 0$ toutes les fois que $\mu(E) = 0$ simultanément pour toute $\mu \in \mathfrak{M}$, on dit que $\mathfrak{M}$ est équivalent à $\lambda (\mathfrak{M} \equiv \lambda)$. Une mesure équivalente existe toujours pour une classe $\mathfrak{M}$ dominée. Soit $S = \{t_j\}$ une suite dénombrable quelconque, partout dense en T, et soit $(E^{(\infty)}, \mathcal{F}^{(\infty)})$ l'espace euclidien à une infinité de dimensions, comme plus haut. Désignons par $F(\omega)$ la transformation mesurable suivante de $(\Omega, \mathcal{B}(\mathcal{F}_T))$ sur $(E^{(\infty)}, \mathcal{F}^{(\infty)})$:

$$F(\omega) = \{x_{t_j}(\omega),\ t_j \in S\}, \tag{2}$$

On peut alors démontrer le résultat suivant :

THÉORÈME 3. — *Soit* $\mathfrak{M}$ *une classe dominée de mesures de probabilité sur* $(\Omega, \mathcal{B}(\mathcal{F}_T))$; *soit* $\mathfrak{M} \equiv \lambda$; *supposons que* $\{x_t(\omega),\ t \in T\}$ *soit localement continu en probabilité* λ; *soit* $S = \{t_j\}$ *une suite dénombrable partout dense en* T. *Si l'on désigne par* $F(\omega)$ *la transformation mesurable définie par* (2), *alors* $F(\omega)$ *est un résumé exhaustif pour les mesures de* $\mathfrak{M}$.

Supposons données deux lois temporelles pour $\{x_t(\omega),\ t \varepsilon T\}$; c'est-à-dire, deux classes de fonctions de répartition $F_i^{(t_1, \ldots, t_n)}(x_{t_1}, \ldots, x_{t_n})$, $i = 1, 2$, pour tout choix fini de points $(t_1, \ldots, t_n)$ dans T. Ces deux lois temporelles engendrent deux mesures μ_1 et μ_2 sur $(\Omega, \mathcal{B}(\mathcal{F}_T))$. On peut démontrer le

THÉORÈME 4 — *Une condition nécessaire et suffisante pour que* μ_1 *soit absolument continue par rapport à* μ_2 *est que pour tout choix fini* $(t_1, \ldots, t_n)$ *dans* T *et tout ensemble borélien* A *à* n *dimensions, l'égalité* $F_2^{(t_1, \ldots, t_n)}\{[x_{t_1}, \ldots, x_{t_n}] \varepsilon A\} = 0$ *entraîne l'égalité* $F_1^{(t_1, \ldots, t_n)}\{[x_{t_1}, \ldots, x_{t_n}] \in A\} = 0$.

Il est à remarquer que dans ce dernier théorème la continuité locale en probabilité n'intervient pas.

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) *Voir* HALMOS, *Measure Theory*, p. 24.

(2) *Voir* DOOB, *Stochastic Processes*, p. 604.

(3) *Voir* GRENANDER, *Arkiv för Matematik*, n° 17, 1950, p. 211.

CALCUL ÉLECTRONIQUE. — *Mécanisation des problèmes linéaires sur machines électroniques*. Note de M. **Jean Peltier**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. La résolution des systèmes d'équations linéaires s'effectue selon une méthode, maintenant classique, qui conduit directement aux solutions par une suite de transformations successives d'un seul type dont chacune consiste à effectuer, sur un tableau $\|a_{i,j}\|$ de coefficients, les opérations suivantes :

a. Choix d'un pivot (ou diviseur), $a_{p,q}$;

b. Calcul des nombres :

$$a'_{i,j} = a_{i,j} + c_j a_{i,q}, \qquad \text{où} \quad c_j = -\frac{a_{p,j}}{a_{p,q}},$$

La résolution d'un système de *n* équations linéaires à *n* inconnues consiste à effectuer *n* fois une telle « réduction » du tableau des données. Dans un récent Ouvrage, M. Couffignal a montré [1] que la précision des calculs dépendait dans une très large mesure de la règle de choix du diviseur. L'expérience montre, et la théorie confirme qu'il faut, à chaque réduction, choisir comme diviseur le nombre le plus grand en valeur absolue dans le tableau des coefficients. Dans les calculs effectués sur les machines électroniques en usage actuellement, la suite des pivots est toujours imposée diagonale descendante. Cependant, certains bureaux de calcul utilisant des machines à cartes perforées prévoient la possibilité de permuter deux colonnes du tableau en cas de nullité du pivot.

La mécanisation, sur machines électroniques, de cette méthode de résolution des systèmes d'équations linéaires avec choix du diviseur à chaque réduction, qui n'avait pas encore été réalisée jusqu'à ce jour, en France tout au moins, nous a paru répondre à un impératif commandé par la nécessité d'obtenir, avec une précision suffisante, les solutions de systèmes mal conditionnés et difficilement régularisables. La programmation, mise au point sur une machine de type 650, prévoit la solution simultanée de plusieurs problèmes appartenant à la même famille : système ayant plusieurs colonnes de termes constants, inversion de matrices, changement de variable linéaire, calcul de formes linéaires des solutions.

La méthode, conduisant à un tableau de résultats dont les lignes et les colonnes présentent des permutations quelconques, comprend un programme particulier de perforation qui permet, sans ralentir sensiblement le rythme des perforations, d'imprimer les résultats dans leur ordre naturel. Ceux-ci sont répartis en groupes de sept colonnes portant en tête leurs références, une colonne à gauche contenant les références des lignes.

Les lignes sont imprimées dans l'ordre où les cartes sont perforées, sans opération mécanographique intermédiaire.

Un tel programme, qui permet à la machine de lire dans l'ordre naturel des lignes et des colonnes les éléments de la matrice inverse là où ils se trouvent sur le tambour et sans les déplacer, rend possible la perforation éventuelle de résultats intermédiaires, notamment la perforation des inverses de sous-matrices de la matrice donnée, et cela sans calcul supplémentaire. Une telle propriété trouve son application dans de nombreux problèmes physiques.

L'exécution des calculs a été prévue en virgule fixe ou flottante. Il en est de même des résultats qui, obtenus en virgule flottante, peuvent être immédiatement perforés à nouveau en virgule fixe, la position de la virgule étant choisie *a priori* ou calculée par la machine. Si les résultats sont en virgule fixe, la position de cette virgule peut être fixée séparément pour les solutions du système linéaire, les éléments de la matrice inverse et les valeurs des résidus des équations non principales; si l'une de ces équations est la somme des équations données, elle permet d'apprécier la précision des calculs et de détecter éventuellement une erreur matérielle de transmission des données.

Ajoutons qu'il nous est loisible d'imposer à la suite des diviseurs d'être diagonale descendante et aux termes constants de se trouver arbitrairement dans le premier ou le second membre des équations.

2. A cette réalisation, a été adjointe la mécanisation des problèmes de programmation linéaire qui consiste à chercher les solutions d'un système d'inéquations linéaires devant rendre maximum ou minimum une certaine fonction linéaire (Z). Ont été introduites les deux généralisations pour lesquelles nous avons proposé récemment des solutions sûres [2] :

a. Le système peut comporter des équations;

b. Les seconds membres des inéquations peuvent être négatifs.

Les données, calculs et résultats peuvent, de la même manière, être prévues en virgule fixe ou en virgule flottante, avec passage immédiat de l'une à l'autre.

Les résultats, obtenus également dans un ordre quelconque, sont perforés dans leur ordre naturel. Ils comprennent : les résidus des inéquations, les valeurs des solutions et les coefficients de la fonction (Z) à la fin du calcul.

3. Le type de calcul à faire exécuter par la machine (inversion de matrice, programmation linéaire, avec ou sans équations, calcul en virgule fixe ou flottante, avec ou sans traduction, termes constants dans l'un ou l'autre membre, diviseurs diagonaux imposés) est commandé à l'aide d'un seul nombre de dix figures auxquelles correspondent les différents cas indiqués et sur lesquelles la machine teste la présence d'un 8 ou d'un 9.

(1) *Résolution numérique des systèmes linéaires*, Gauthier-Villars, Paris, 1956.

(2) J. Peltier, *Quelques aspects de l'étude des problèmes de programmation linéaire* (Congrès International de l'Automatique, 18-24 juin 1956, Paris).

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Influence du diamètre usiné sur la tenue des outils, de coupe en tournage.* Note (*) de MM. **Félix Eugène**, **Bernard Jugue** et **Roger Parran**, présentée par M. Pierre Chevenard.

L'analyse calorimétrique de l'énergie de coupe a montré que la quantité de chaleur récupérée dans la pièce décroît avec l'avance et la vitesse de coupe (*fig.* 1). Ces différences d'énergies sont expliquées par le travail d'écrouissage de la couche superficielle de la surface usinée au passage de l'outil. La prospection

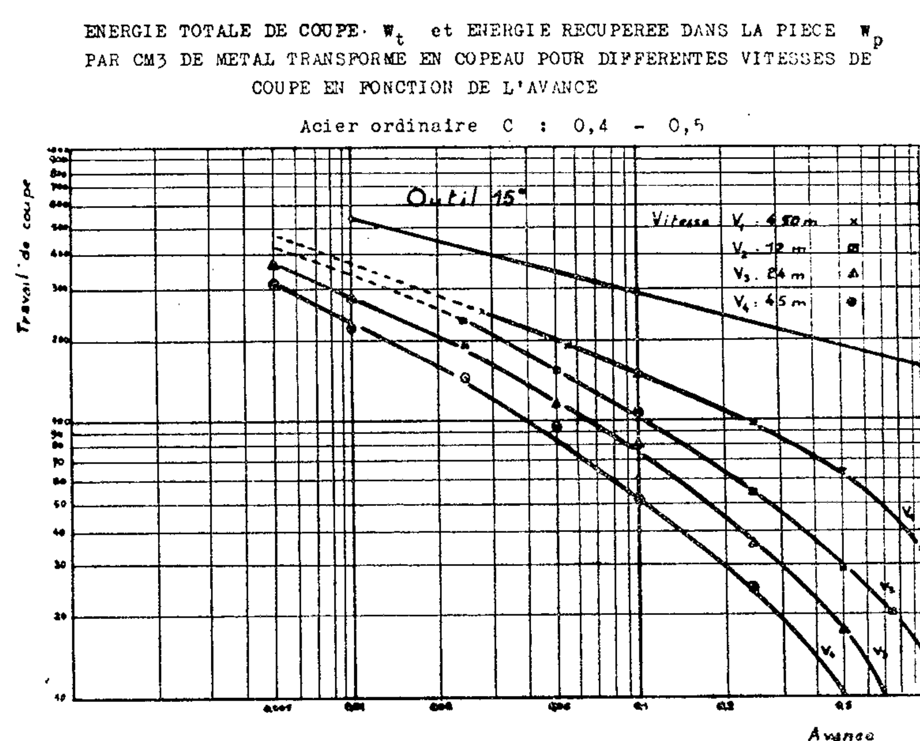


Fig. 1.

par la microdureté montre effectivement que l'intensité de cet écrouissage et la profondeur de la couche écrouie sont bien fonction des conditions de coupe (avance, pente d'affûtage de l'outil, vitesse de coupe, nature et état physico-chimique du matériau usiné).

En ce qui concerne l'avance, à même vitesse de coupe, l'épaisseur de la couche écrouie croît avec l'avance mais tend assez rapidement vers une limite en rapport avec la plasticité du matériau usiné.

Retenant ces faits expérimentaux et considérant la coupe en tournage (*fig.* 2) à un instant t_0 pour une vitesse de coupe V_c, l'énergie calorifique engendrée par le travail d'écrouissage superficiel de la surface usinée, pour une avance a peut être représentée par la courbe W_{t_0}.

Cette énergie, à la faveur de la conductibilité du matériau usiné, se propagera dans la masse de la pièce et, pour des temps t_1 et $t_2(t_1 t_2)$ entre deux passages consécutifs de la génératrice considérée de la pièce sur l'arête

de l'outil, on aura les courbes Wt_1 et Wt_2. Ainsi pour une avance a et un temps t_1, l'outil captera une énergie calorifique représentée par l'aire $b-c-d-e$, et, pour la même avance mais pour un temps t_2, une énergie calorifique représentée par l'aire $b-c_1-d_1-e\,(b-c_1-d_1-e < b-c-d-e)$.

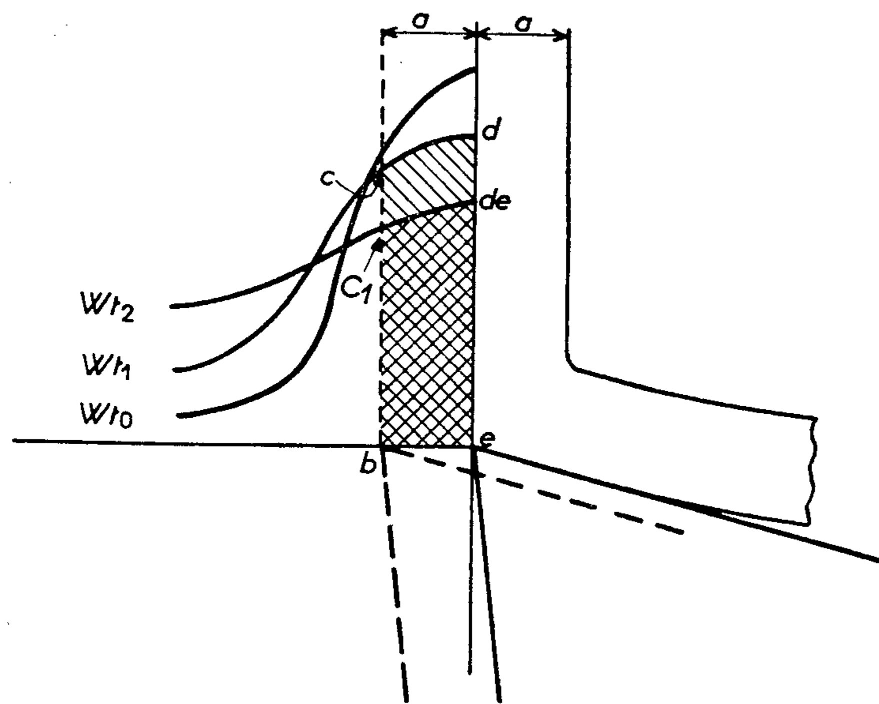


Fig. 2.

En conséquence, on est conduit à l'hypothèse que, pour même avance, passe, vitesse de coupe, plus le temps t est long plus la quantité de chaleur qui passe dans la pièce est grande, moins est importante la quantité de chaleur qui passe dans le copeau, moins la température de frottement copeau-outil est affectée. Il est considéré, d'autre part que le temps t pour une même vitesse de coupe, décroît a avec le diamètre de la pièce usinée.

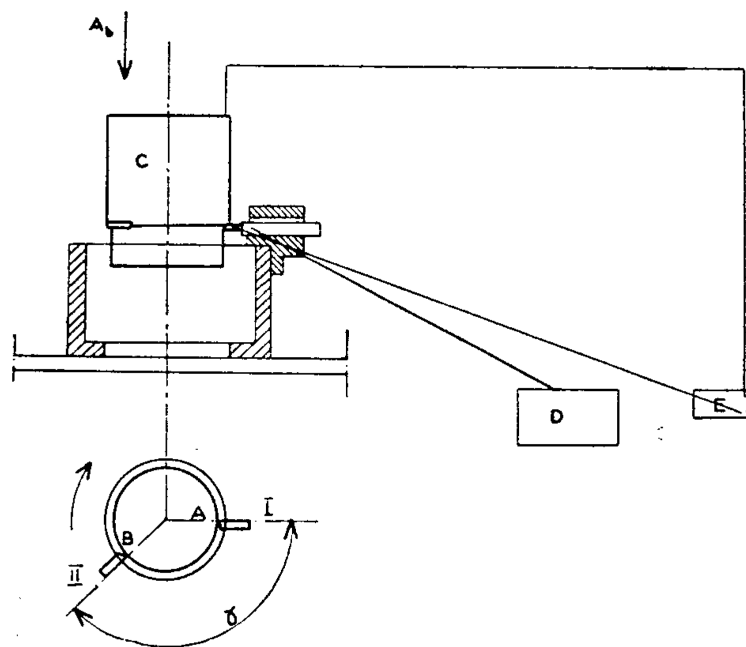


Fig. 3.

La vérification expérimentale de cette proposition s'est avérée impraticable par les méthodes classiques, du fait de l'hétérogénéité du métal usiné. Il a été décidé de confronter les usures d'outils par la méthode de l'abrasion spécifique et l'un de nous a proposé d'utiliser simultanément deux outils, selon le principe représenté sur la figure 3.

La pièce usinée est animée d'un mouvement de rotation et d'un mouvement d'avance A_t par tour.

Les outils I et II, strictement semblables sont fixés sur une tourelle parfaitement concentrique à la pièce usinée et sont réglés à un angle variable et, de telle façon qu'ils satisfont aux mêmes conditions de passe et d'avance.

L'outil n° II subit les perturbations thermiques provoquées par l'outil n° I, perturbations d'autant plus importantes que l'angle est plus petit. On peut ainsi effectuer des essais d'usinage strictement comparables à des diamètres fictifs différents (représentés par γ).

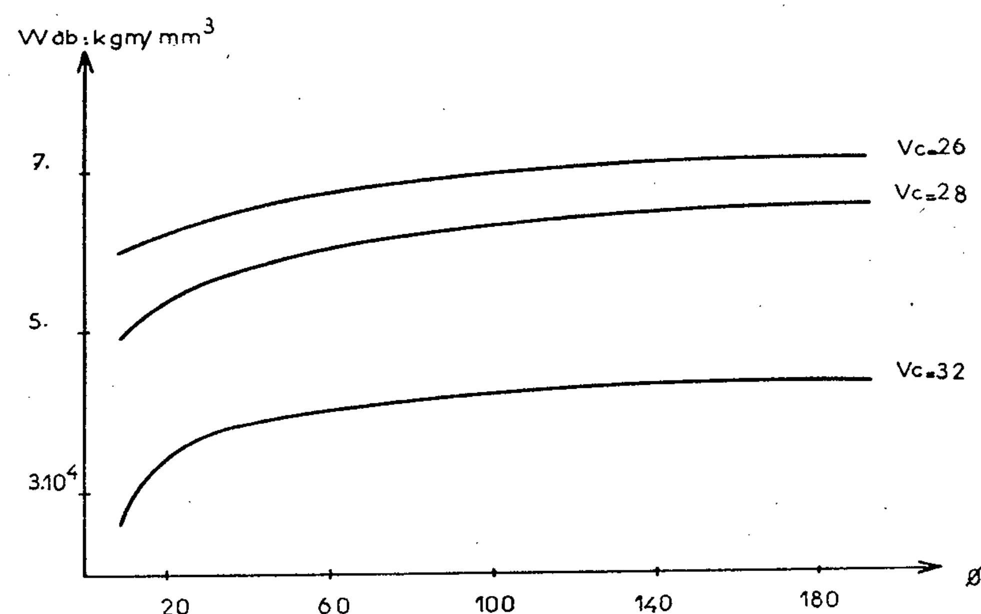


Fig. 4.

Les résultats obtenus par cette méthode, pour trois vitesses sont portées sur le tableau et sur la figure 4.

Vitesse de coupe (m/min).	Ø 15 mm W_{ab} (kgm/mm³).	θ_c.	Ø 25 mm W_{ab} (kgm/mm³).	θ_c.	Ø 50 mm W_{ab} (kgm/mm³).	θ_c.	Ø 100 mm W_{ab} (kgm/mm³).	θ_c.	Ø 150 mm W_{ab} (kgm/mm³).	θ_c.
26....	61 000	596	63 500	593	66 000	590	69 000	587	70 500	585
28....	51 500	608	55 000	603	58 500	599	62 000	594	64 000	592
32....	31 750	634	35 750	629	38 750	624	41 500	621	43 000	619

Travail spécifique d'abrasion d'un outil en fonction du diamètre usiné et température moyenne interfaciale copeau outil correspondante. Acier usiné : 1/2 dur recuit, outils acier rapide $18 - 4 - 1 = 25°$, avance constante 0,4 mm² passe 4 mm.

Il ressort que, pour une vitesse de coupe de 32 mm/min par exemple, l'accroissement de l'usure de l'outil (diminution du travail spécifique d'abrasion) est de 26 % pour un diamètre de 15 mm, par rapport à un diamètre de 150 mm.

Ces expériences confirment bien l'hypothèse énoncée et expliquent dans une mesure non négligeable les écarts de tenue d'outils en acier rapide constatés lors de l'application pratique des données des abaques de coupes classiques qui ne mentionnent pas le facteur diamètre usiné.

(*) Séance du 4 février 1957.

RÉSISTANCE DES MATÉRIAUX. — *Sur la résistance des métaux aux chocs répétés.* Note de MM. **Jean Fossiez, Raymond Sitte** et **Stanislas Ziembinski**, transmise par M. Maurice Roy.

Nous avons construit une machine d'essais destinés à l'étude du comportement des métaux sous les chocs répétés par tractions brusques successives. Ces tractions sont produites par un électroaimant excité périodiquement par des décharges de condensateurs. Un dynamomètre à quartz piézoélectrique, logé à la suite de l'éprouvette, permet la mesure de la force.

Au cours des essais des trois dernières années, nous avons continué les travaux commencés avec M. Y. Pironneau (1), et nous résumons ici l'essentiel de nos derniers résultats.

Influence de la fréquence des chocs. — Avant d'aborder les essais, nous avons vérifié que la force donnée par la machine était la même à cadence lente et à cadence rapide.

Cette précaution élémentaire étant prise, nous avons effectué une série d'essais dans lesquels nous faisions varier la fréquence des chocs sur l'éprouvette. Nous reproduisons ci-dessous, à titre d'exemple, deux d'entre eux :

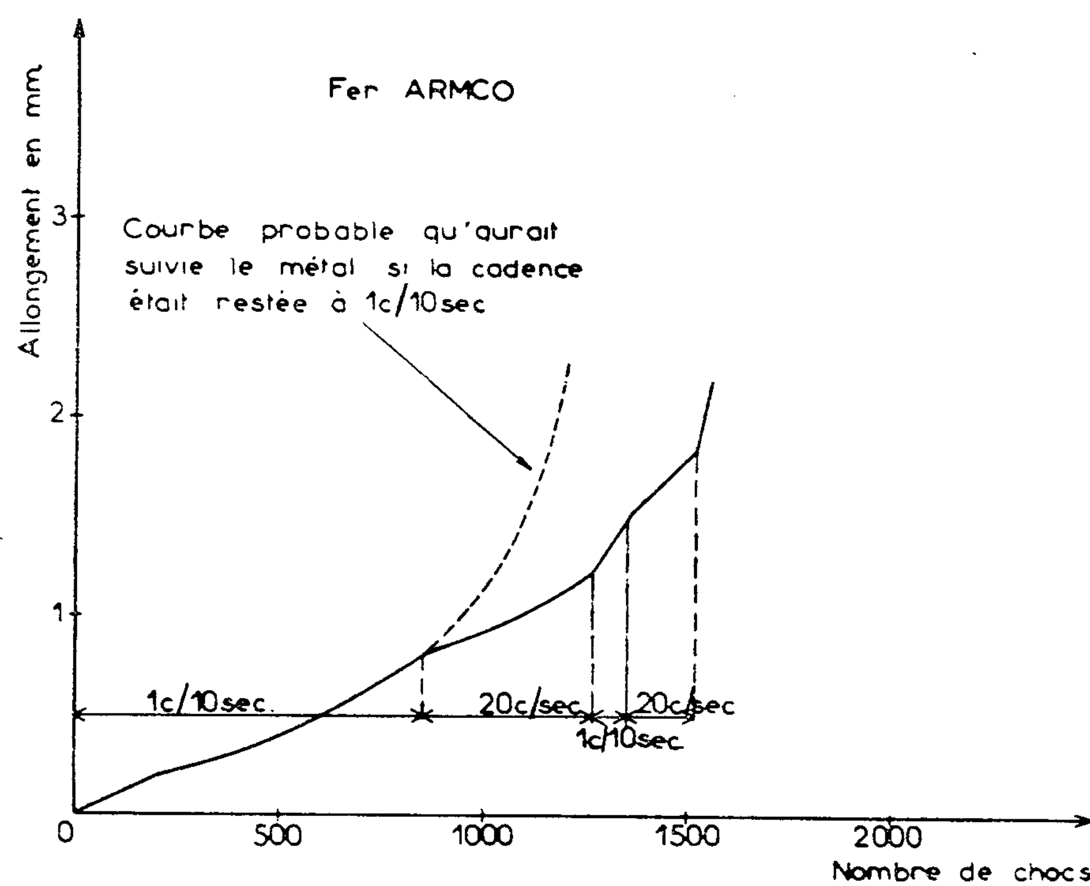


Fig 1

1° Une éprouvette en fer Armco, la contrainte de traction dépassant 2,5 fois la limite d'élasticité du métal. Au cours de l'essai, l'éprouvette a été soumise à tour de rôle à 1 coup toutes les 10 s et à 20 coups/s. La courbe des allongements de l'éprouvette en fonction du nombre des chocs (*fig.* 1) présente une pente sensiblement plus faible dans les parties essayées

à fréquence rapide que dans celles essayées à fréquence lente (155 coups, 17 points de mesure, dispersion insignifiante).

Nous avons vérifié ce phénomène sur trois éprouvettes.

2° Deux éprouvettes identiques en acier de cémentation au CrNi ont été essayées l'une à 1 coup/s et l'autre à 20 coups/s, avec une contrainte dépassant de 52 % leur limite élastique. La figure 2 montre que l'allon-

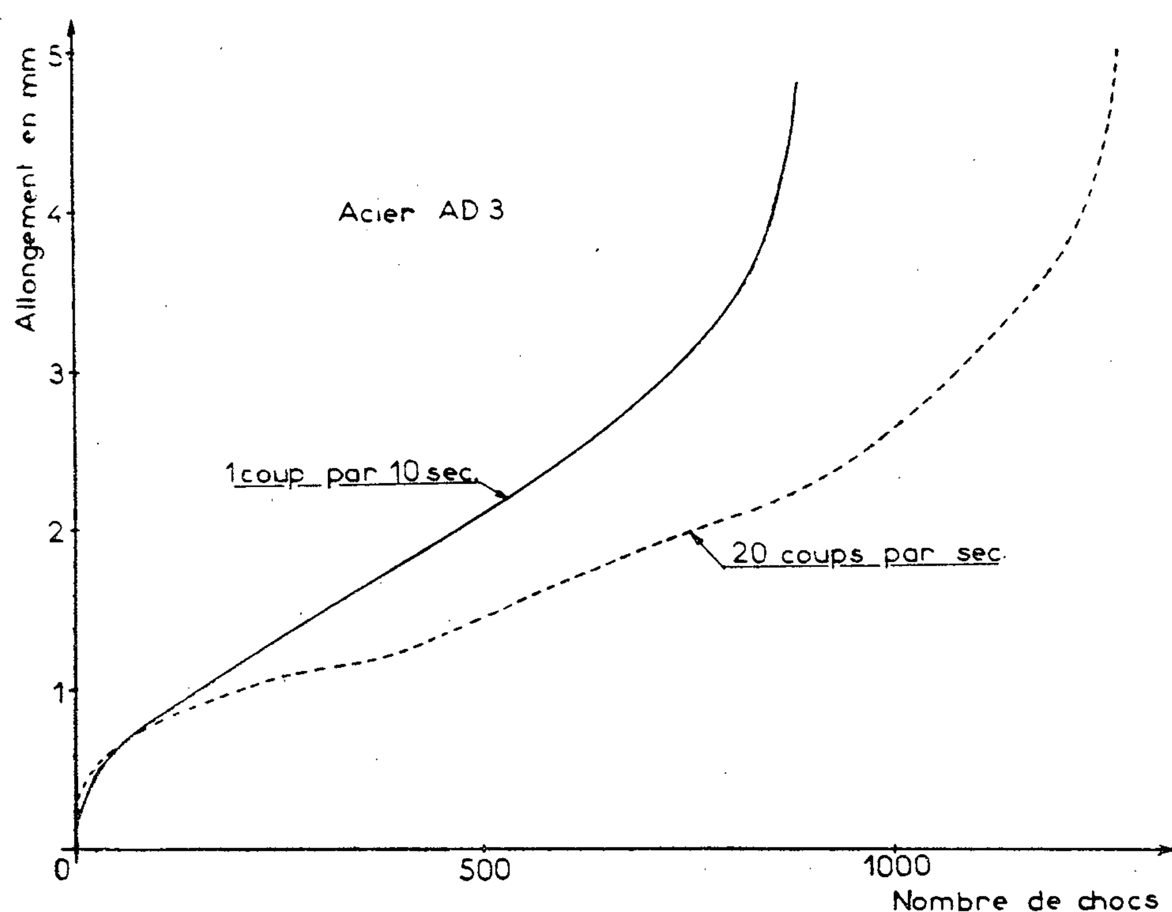


Fig 2

gement de la première éprouvette (diagramme en trait plein, 1272 coups, 37 points de mesure) a été sensiblement plus rapide que celui de la deuxième (diagramme en traits interrompus, 885 coups, 49 points de mesure).

Deux autres paires d'éprouvettes ont confirmé cette influence de la fréquence des chocs.

Pseudo-vieillissement du métal. — Nous constatons donc qu'un repos de quelques secondes diminue légèrement la résistance du métal après que celui-ci a été soumis à des chocs répétés. Toutefois un délai plus important peut avoir l'effet inverse.

C'est ainsi que, lorsque nous interrompions l'essai pour un certain nombre d'heures, par exemple pour la nuit, nous trouvions le lendemain le métal sensiblement durci. La courbe des allongements en fonction du nombre des chocs, obtenue sur une éprouvette en fer Armco, se présentait alors sur la figure 2 en trait plein (311 coups, 23 points de mesure).

A la reprise de l'essai, après un repos de 15 h, l'éprouvette résistait à un certain nombre de coups sans s'allonger. Mais, si nous continuions les chocs, l'éprouvette retombait au bout d'un certain temps à la valeur primitive de sa résistance, recommençait à s'étirer et reprenait le taux d'allon-

gement qu'elle aurait suivi s'il n'y avait pas eu d'interrupton d'essai (*fig.* 3, 318 nouveaux coups, 14 points de mesure).

Après un repos d'une nuit, nous constations donc un phénomène semblable au « vieillissement » du métal, bien étudié dans les essais de traction lente (dite statique), décrit notamment par Galibourg dans une Note antérieure ([2]) et le 1er décembre à l'Association Française pour l'Essai des

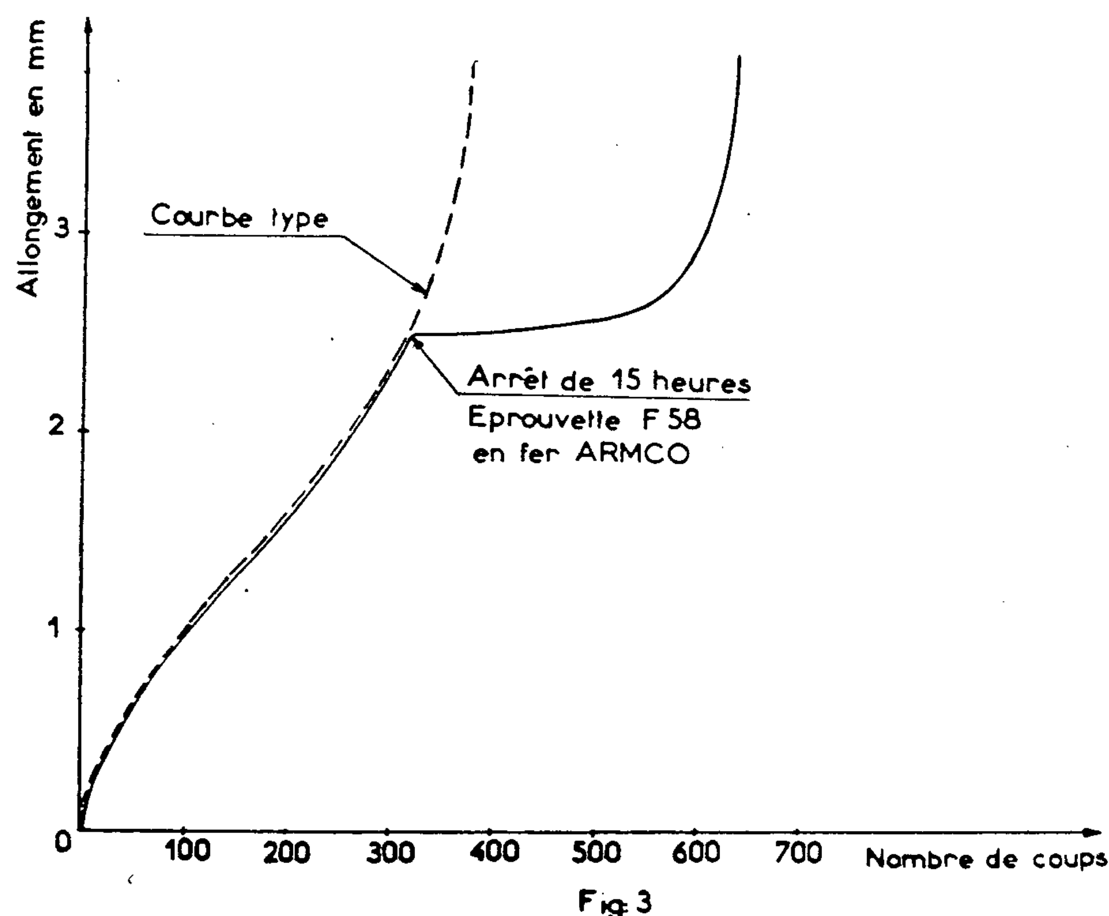


Fig. 3

Matériaux. Les essais par chocs répétés prouvent que ce type de vieillissement n'est pas durable et laissent penser notamment qu'il ne se maintient pas dans une pièce de machine au cours de son service, tout au moins si celle-ci travaille sous des impulsions brèves de force, par exemple dans un moteur thermique.

Influence des chocs élastiques. — Enfin, nous sommes revenus au phénomène trouvé d'abord par M. Pironneau et retrouvé par nous-mêmes, à savoir que, sous l'effet de chocs répétés sous une contrainte suffisamment élevée, le métal subit, avant de casser, un allongement total plus grand que sur la machine de traction statique.

En exception à cette règle, nous avons constaté que, lorsque nous soumettions au préalable une éprouvette à des chocs ne produisant que des vibrations élastiques (donc sans allongement permanent), celle-ci n'admettait plus, au moment de la cassure, qu'un allongement total très réduit, non seulement inférieur à son allongement total par coups répétés du mode défini ci-dessus, mais également à l'allongement sur une machine de traction statique.

Des essais sur le fer Armco nous ont donné les résultats suivants :

1° Déformations plastiques dès le premier choc. Allongement moyen mesuré sur 10 éprouvettes, 50 %.

2° Déformations d'abord élastiques, suivies de déformations plastiques. Allongement moyen de 4 éprouvettes, 26,7 %;

3° Allongement par traction statique, 33 %.

(1) *Publication O. N. E. R. A.*, n° 75, Paris, 1955.
(2) *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 1022.

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Sur la recherche de certaines solutions périodiques du problème des trois corps à inclinaison quelconque.* Note de M. **Jean Grémillard**, présentée par M. André Danjon.

On met en évidence dans la présente Note une méthode de recherche des solutions périodiques du problème des trois corps quand l'inclinaison mutuelle des orbites a une valeur quelconque comprise entre 0 et 180°, et quand la différence $p-q$ précédemment définie est un nombre pair. Il existe plusieurs cas possibles suivant l'égalité à zéro ou non de certains hessiens.

1. Dans un mémoire consacré au problème des trois corps (1) von Zeipel a indiqué, en fonction d'une variable indépendante ν parcourant le segment $(0,1)$, et dans le cas où $p-q$ précédemment considérée (2) est paire, les expressions des valeurs initiales des éléments des orbites correspondant à des trajectoires périodiques de la troisième sorte. On a, en général, quel que soit ν sur le segment $(0,1)$

$$(1)\qquad x_1=x_2=x_3=x_4=0,\qquad \bar{\lambda}=\bar{\lambda}_1=r\pi\qquad (r=0,\ 1,\ 2,\ \ldots)$$

et pour certaines valeurs particulières de ν, soit par exemple $\nu=\nu_1$

$$(2)\quad x_1=\sqrt{\nu-\nu_1}\,\mathrm{P}(\nu-\nu_1),\quad x_2=\sqrt{\nu-\nu_1}\,\mathrm{P}'(\nu-\nu_1),\quad x_3=x_4=0,\quad \lim_{\nu=\nu_1}\bar{\lambda}=\bar{\lambda}_1=r\pi,$$

P et P' étant développables suivant les puissances positives entière de $\nu=\nu_1$ si $\nu>\nu_1$. Les variables x sont définies par les relations

$$x_1=e\cos g_0,\qquad x_2=e'\cos g'_0,\qquad x_3=e\sin g_0,\qquad x_4=e'\sin g'_0,$$

e, e' désignant les excentricités, g_0, g'_0 les longitudes des périhélies comptées d'une origine commune, des deux orbites osculatrices, pour l'époque $t=0$. Ce mémoire de von Zeipel, peut, nous semble-t-il, être précisé et complété par les remarques qui suivent.

2. Les valeurs des x et de $\bar{\lambda}$ données par les relations (1) et (2) sont solutions du système

$$(3)\qquad \frac{\partial \mathrm{R}}{\partial \bar{\lambda}}=0,\qquad \frac{\partial \mathrm{R}}{\partial x_1}=0,\qquad \frac{\partial \mathrm{R}}{\partial x_2}=0,\qquad \frac{\partial \mathrm{R}}{\partial x_3}=0,\qquad \frac{\partial \mathrm{R}}{\partial x_4}=0;$$

R désignant la valeur moyenne de la fonction perturbatrice; si $p-q$ est pair, R est une fonction paire par rapport à l'ensemble des x. Le système (3) peut être considéré comme définissant $\bar{\lambda}$ et les x en fonctions implicites de ν. *Nous allons déterminer les valeurs ν_0 de ν autour desquelles on peut développer les x et $\bar{\lambda}$ de manière que les fonctions solutions de* (3) *tendent respectivement vers* o *et* $\bar{\lambda}_1$ *quand ν tend vers ν_0. De telles fonctions caractériseront les solutions périodiques de la troisième sorte.*

3. Une simplification essentielle résulte des propriétés de R, notamment du fait que R est une fonction paire par rapport à l'ensemble des x. Les quatre dernières équations (3) sont identiquement vérifiées, quel que soit ν, par le système de valeurs $x_1=x_2=x_3=x_4\equiv 0$. $\bar{\lambda}_1$ est alors solution de l'équation étudiée antérieurement ([3])

$$\frac{\partial R_0}{\partial \bar{\lambda}}=0, \quad R_0 \text{ désignant les termes de R indépendants des } x;$$

les fonctions x_1, x_2, x_3, x_4 sont donc identiquement nulles. $\bar{\lambda}$ appartient à une certaine suite discrète $\bar{\lambda}_1=0, \pi, 2\pi, \ldots, r\pi, \ldots$. Ce système de valeurs sera une solution « simple » de (3) si le hessien de R par rapport aux x et à $\bar{\lambda}$ n'est pas nul quand les x et $\bar{\lambda}$ prennent les valeurs o et $r\pi$. Ce hessien est d'ailleurs égal à un produit de trois facteurs, soit

$$(4) \qquad h(R)=\frac{\partial^2 R_0}{\partial \bar{\lambda}^2}\Delta(x_1, x_2)\,\Delta(x_3, x_4)$$

$\Delta(x_1, x_2)$ et $\Delta(x_3, x_4)$ étant les hessiens de R par rapport à x_1 et x_2 d'une part et par rapport à x_3 et x_4 d'autre part, calculés pour les valeurs nulles des x et pour $\bar{\lambda}=\bar{\lambda}_1=r\pi$. La solution $x_1=x_2=x_3=x_4\equiv 0$, $\bar{\lambda}_1=r\pi$ correspond d'ailleurs à $e=e'=0$ (orbites circulaires) et donne naissance à deux types différents de solutions périodiques, suivant que $\bar{\lambda}_1=0$ ou π (à un multiple de 2π près)

4. Supposons que pour une certaine valeur ν nous ayons $h(R)=0$. *Une telle valeur, ν_1, sera dite exceptionnelle.* Pour $\nu=\nu_1$ nous avons toujours $\bar{\lambda}_1=r\pi$, $x_1=x_2=x_3=x_4=0$. On peut facilement vérifier que $\partial^2 R_0/\partial\bar{\lambda}^2$ n'est pas nul pour $\bar{\lambda}=\bar{\lambda}_1=r\pi$. Si donc $h(R)=0$, cela signifie que l'on a l'une au moins des deux équations où l'inconnue est ν

$$(5) \qquad \Delta(x_1, x_2)=0, \qquad \Delta(x_3, x_4)=0.$$

Pour savoir si l'une ou l'autre des équations (5) peut effectivement être satisfaite par une valeur de ν du segment (o, 1) *la méthode employée consiste à utiliser ce théorème élémentaire sur la variation des fonctions selon lequel une fonction continue dans un intervalle* (a, b) *qui est positive à l'une des extrémités*

de l'intervalle et négative à l'autre s'annule au moins une fois, et en tous cas un nombre impair de fois sur (a, b). Or nous pouvons facilement calculer pour $\nu = 0$ et pour $\nu = 1$ les expressions de $\Delta(x_1, x_2)$ et de $\Delta(x_3, x_4)$. On peut utiliser les expressions que Tisserand a données des termes séculaires purs de la fonction perturbatrice ([4]) si $p - q \geqq 4$. On déduit de ces calculs que $\Delta(x_1, x_2)$ et $\Delta(x_3, x_4)$ s'annulent un nombre impair de fois sur le segment $(0, 1)$ pourvu qu'une certaine quantité ε qui est fonction des masses planétaires et des demi grands axes appartienne soit au domaine $0 < \varepsilon < \bar{\varepsilon}$, soit au domaine $1/\bar{\varepsilon} < \varepsilon$, $\bar{\varepsilon}$ et $1/\bar{\varepsilon}$ désignant les racines de l'équation

$$(6) \qquad (2 - \varepsilon)\left(2 - \frac{1}{\varepsilon}\right) - \left(\frac{B^{(2)}}{B^{(1)}}\right)^2 = 0,$$

$B^{(1)}$ et $B^{(2)}$ étant les coefficients de Laplace. Si au contraire ε est tel que $\bar{\varepsilon} < \varepsilon < 1/\bar{\varepsilon}$, $\Delta(x_1, x_2)$ et $\Delta(x_3, x_4)$ s'annuleront un nombre pair de fois ou garderont un signe constant sur le segment $(0, 1)$. *Quoi qu'il en soit si* $\varepsilon > 0$ *est extérieur à l'intervalle* $(\bar{\varepsilon}, 1/\bar{\varepsilon})$, *on est sûr qu'il existera des valeurs exceptionnelles de* ν : *au voisinage d'une telle valeur, l'existence de solutions périodiques autres que celles qui ont été étudiées ci-dessus au paragraphe* 3 *ne sera plus exclue, et pourra même « en général » être affirmée* ([5]).

5. ν_1 étant une valeur exceptionnelle de ν, soit par exemple pour $\nu = \nu_1$

$$(7) \qquad \bar{\lambda} = 0, \qquad \Delta(x_1, x_2) = 0, \qquad \frac{d}{d\nu}\Delta(x_1, x_2) \neq 0, \qquad \Delta(x_3, x_4) \neq 0.$$

Appliquant la théorie des fonctions implicites aux quatre dernières équations de (3), et compte tenu de (7), on trouve les développements (2) où l'on doit faire la remarque suivante : *si l'on considère par exemple* x_1, *on montre qu'elle peut s'écrire* $x_1 = \sqrt{\nu - \nu_1}[A_1 + B_1(\nu - \nu_1) + \ldots]^{1/2}$, *et l'on suppose implicitement que* A_1 *est positif; si* A_1 *était négatif on aurait* $x_1 = \sqrt{\nu_1 - \nu}(-A_1 + \ldots)^{1/2}$. Il existe quatre types différents de ces solutions périodiques suivant les hypothèses que l'on peut faire à partir de (5) et de $\bar{\lambda}_1 = r\pi$.

6. En exprimant la variable ν au moyen de la constante des aires, et réintroduisant la variable ρ précédemment définie, tenant compte des intégrales des aires et utilisant systématiquement la théorie des fonctions implicites, on retrouve les résultats établis dans une précédente Note ([6]) en partant du développement usuel de la fonction perturbatrice pour des inclinaisons petites

$$i = \pm\rho\frac{\Lambda'_0}{h} + \ldots, \qquad i' = \pm\rho\frac{\Lambda_0}{h} + \ldots, \qquad \text{avec} \quad h = \sqrt{\Lambda_0\Lambda'_0(\Lambda_0 + \Lambda'_0)}.$$

7. Il convient enfin d'attirer l'attention sur l'extrême simplicité des moyens analytiques nécessaires à l'étude de cette question : théorie locale des fonctions implicites, théorie élémentaire de la variation des fonctions d'une variable. C'est la complexité des développements de la fonction perturbatrice et d'une

façon générale des développements utilisés en mécanique céleste qui est la source des difficultés rencontrées.

(1) *Société royale des Sciences d'Upsala*, 1904.

(2) n et n' désignant les moyens mouvements, nous supposons $n/n' = p/q$ (p et q entiers positifs premiers entre eux, $q < p$).

(3) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 153.

(4) *Traité de Mécanique céleste*, 1, 1889, Chap. XXVI, p. 406.

(5) Nous laissons provisoirement de côté le cas peu commun où toutes les valeurs exceptionnelles qu'introduit la condition $\Delta(x_1, x_2) = 0$ seraient justement les mêmes que celles qu'introduit la condition $\Delta(x_3, x_4) = 0$.

(6) *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2339.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Étude du fluide de Proca.*

Note de M. **Georges Jakobi**, présentée par M. Louis de Broglie.

Étude du fluide formé par un ensemble de points obéissant aux équations de la Mécanique spinorielle de M. Proca.

1. *Notations.* — Soit Ψ et $\Psi^+ = i\widetilde{\Psi}^\star\gamma_4$ deux spineurs à quatre composantes à l'aide desquels nous décrivons tout phénomène physique. Pour décrire un fluide de Proca (1) nous poserons $\Psi = D\zeta$ où D est la densité de point. On notera (2) que la dérivée le long des lignes de courant de la densité D est nulle.

Soit τ le temps propre. Nous désignerons par $\dot{A}$ la quantité $dA/d\tau$, ce qui revient à dériver A le long d'une ligne de courant.

Soit γ_ρ un système de quatre matrices carrées de rang 4, telles que $\gamma_\rho\gamma_\sigma + \gamma_\sigma\gamma_\rho = 2\delta_{\rho\sigma}$ nous appellerons γ_5 le produit $\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$, il est évident que γ_5 anticommute avec toutes les matrices γ_ρ.

On définit alors les 16 quantités suivantes :

un invariant : $\Omega_1 = -i\Psi^+\Psi$,

un vecteur : $j_\alpha = \Psi^+\gamma_\alpha\Psi$ (courant),

un tenseur antisymétrique : $m_{\alpha\beta} = i\Psi^+ \frac{1}{2}\gamma_\alpha\gamma_\beta - \gamma_\beta\gamma_\alpha)\Psi$ (moment électromagnétique),

un pseudovecteur : $s_\alpha = i\Psi^+ i\gamma_5\gamma_\alpha\Psi$ (spin),

un pseudoinvariant : $\Omega_2 = \Psi^+\gamma_5\Psi$.

On définit à partir du vecteur courant j_α le vecteur vitesse unitaire u_α tel que $j_\alpha = D u_\alpha$. Ainsi qu'un vecteur vitesse d'univers $v_\alpha = \pm c j_\alpha/D$.

On a alors la relation

$$j_\alpha j^\alpha = -s_\alpha s^\alpha = -(\Omega_1^2 + \Omega_2^2) = -D^2.$$

On sait d'ailleurs (3) que l'on peut écrire

$$\Omega_1 = D\cos A \qquad \text{et} \qquad \Omega_2 = D\sin A.$$

2. *Lagrangien en l'absence de champ.* — Pour des questions de variances relativistes, le plus simple des lagrangiens du mouvement d'un fluide, sera donné par $\dot{\Psi}^+\Psi - \Psi^+\dot{\Psi}$. Mais nous avons imposé de plus la condition $j_\alpha = \Psi^+\gamma_\alpha\Psi$, nous ajouterons donc un multiplicateur de Lagrange et l'on a ainsi le lagrangien du fluide

$$L = (\dot{\Psi}^+\Psi - \Psi^+\dot{\Psi}) + Dp_\alpha(j_\alpha - \Psi^+\gamma_\alpha\Psi).$$

3. *Équation d'évolution.* — De l'expression du lagrangien, on tire les équations d'évolution

$$\dot{\Psi} = Dp_\alpha\gamma^\alpha\Psi \quad \text{et} \quad \dot{\Psi}^+ = -Dp_\alpha\Psi^+\gamma_\alpha.$$

De plus, on a les relations $j_\alpha = \Psi^+\gamma_\alpha\Psi$ et $\boxed{\dot{p}_\alpha = 0.}$ On voit alors que les multiplicateurs de Lagrange sont les composantes d'un vecteur constant. On définit alors l'invariant $p^2 = \sqrt{-p_\alpha p^\alpha}$.

4. *Calcul de p_α.* — Nous avons les équations du mouvement en multipliant $\dot{\Psi}$ par $\Psi^+\gamma_\alpha$ à gauche et $\dot{\Psi}^+$ par $\gamma_\alpha\Psi$ à droite, il vient

$$\Psi^+\gamma_\alpha\dot{\Psi} = \quad Dp_\beta\Psi^+\gamma_\alpha\gamma_\beta\Psi,$$
$$\dot{\Psi}^+\gamma_\alpha\Psi = -Dp_\beta\Psi^+\gamma_\beta\gamma_\alpha\Psi,$$

en retranchant membre à membre, après simplification, il vient

$$\Psi^+\gamma_\alpha\dot{\Psi} - \dot{\Psi}^+\gamma_\alpha\Psi = 2Dp_\alpha\Psi^+\Psi, \qquad \text{d'où} \qquad \boxed{p_\alpha = \frac{1}{2iD\Omega_1}(\Psi^+\gamma_\alpha\dot{\Psi} - \dot{\Psi}^+\gamma_\alpha\Psi).}$$

5. *Dérivées par rapport au temps propre de Ω_1 et de Ω_2.* — Si A est une matrice carrée de rang 4, on a, en vertu des équations du mouvement, la relation

$$(1) \qquad \frac{d}{d\tau}(\Psi^+A\Psi) = -Dp_\alpha\Psi^+(\gamma_\alpha, A)\Psi,$$

où (γ_α, A) est le commutateur des deux matrices γ_α et A.

Faisons alors dans (1) $A = \mathcal{I}$ matrice unité, il vient

$$(2) \qquad \dot{\Omega}_1 = 0,$$

or $\Omega_1^2 + \Omega_2^2 = D^2 = \text{const.}$, donc $\Omega_1\dot{\Omega}_1 + \Omega_2\dot{\Omega}_2 = 0$. Il en résulte que $\Omega_2\dot{\Omega}_2 = 0$, ce qui entraîne au minimum que

$$(3) \qquad \dot{\Omega}_2 = 0.$$

Nous verrons au paragraphe 8 que nous avons de plus $\Omega_2 = 0$.

6. *Grandeurs d'espace-temps.* — Dans (1) faisons successivement $A = \gamma_5$ et $A = \gamma_5\gamma_\alpha$, il vient

$$(4) \qquad \dot{\Omega}_2 = -2Dp_\alpha s^\alpha = 0,$$
$$(5) \qquad \dot{s}_\alpha = -2Dp_\alpha\Omega_2,$$

d'où il résulte que $\ddot{\Omega}_2 + 4D^2p^2\Omega_2 = 0$, mais comme $\dot{\Omega}_2 = 0$, on a aussi $\ddot{\Omega}_2 = 0$, d'où

(6) $$p^2 \boxed{\Omega_2 = 0.}$$

En dérivant (5) par rapport au temps propre il vient $\dot{s}^\alpha = 0$.

On fait alors $A = \gamma_\alpha$ dans (1) et il vient

(7) $$\dot{u}_\alpha = 2\,Dp_\beta m^\star_{\alpha\beta},$$

d'où l'on tire immédiatement l'intégrale première

(8) $$p_\alpha u^\alpha = A = \text{const}.$$

En dérivant (7) par rapport au temps propre

(9) $$\ddot{u}_\alpha = D^2(Ap_\alpha - p^2u_\alpha).$$

7. *Référentiel local.* — De (9) on déduit que $\underline{p_\alpha \ddot{u}_\alpha = 0}$. Or

(4) $$p_\alpha s^\alpha = 0, \qquad \text{d'où} \qquad p_\alpha \dot{s}_\alpha = 0.$$

Par ailleurs comme $s_\alpha s^\alpha = D^2$, $\underline{s_\alpha \dot{s}_\alpha = 0}$ et comme $s_\alpha u^\alpha = 0$ en contractant $\ddot{u}_\alpha$ et s_α il vient $\underline{\ddot{u}_\alpha s_\alpha = 0}$, par ailleurs en dérivant trois fois $s_\alpha u_\alpha$ il vient $\underline{\dot{s}_\alpha \ddot{u}_\alpha = 0}$.

Les quatre vecteurs p_α, s_α, $\dot{s}_\alpha$, $\ddot{u}_\alpha$ forment un système de quatre vecteurs deux à deux orthogonaux.

8. *Fluide au repos.* — Pour avoir le fluide au repos on impose $v_i = 0$, alors $ip = \pm p_4$. Prenons la solution $ip = p_4$. Dans la formule (37) de l'article de M. Proca cité ci-dessus on voit que u_4 et s_i sont alors proportionnels à p^2.

Or nous savons d'après (6) que soit $p^2 = 0$ (p est un vecteur isotrope), soit $\Omega_2 = 0$ ($A = 0, \pi$). Les quantités u_4 et s_i ne peuvent être nulles, on en conclut que

$$\boxed{\Omega_2 = 0}$$

et par conséquent $\Omega_1 = \pm D$.

9. *Conclusions.* — Dans un travail ultérieur nous chercherons quelles conditions il faut imposer au fluide de Proca ainsi introduit pour avoir un fluide de Weyssenhof avec tensions internes.

(1) *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 65.
(2) Bohm, Lochak et Vigier, *Séminaire Louis de Broglie*, exposé n° 15, 1956.
(3) Jakobi et Lochak, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 234.

(*Laboratoire des Théories physiques. Institut Henri Poincaré, Paris.*)

MÉTROLOGIE. — *Sur les principes de l'interprétation des mesures*. Note de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Albert Pérard.

Ce n'est d'ordinaire que pour des raisons de commodité apparente que l'on exploite par des moyennes les données surabondantes. En explicitant la condition de régularité, la limitation des imprécisions et les caractères de la loi expérimentale, on interprète sans moyenne, en s'en tenant aux seuls éléments décisifs.

On s'efforce évidemment, devant un problème expérimental, de disposer d'un grand nombre de données surabondantes, et c'est par une opération de moyenne qu'on arrive à les exploiter toutes. Si l'on a directement un nombre notable de mesures G_i de la grandeur fixe G, on sait que la moyenne arithmétique des G_i est à la fois telle que la somme des écarts soit nulle et la somme de leurs carrés, minimum.

Si les causes d'erreur accidentelles ont sensiblement une période T, et si les mesures sont bien distribuées tout le long de T — circonstance que rencontrent souvent les astronomes et parfois les métrologistes professionnels — on peut compter qu'une moyenne éliminera à peu près lesdites erreurs.

Mais hors ce cas on peut seulement dire que la moyenne est nettement moins mauvaise qu'une mesure isolée, et, si l'on espère obtenir ainsi le nombre le meilleur, c'est en un sens bien conventionnel, ne fût-ce qu'à cause du nombre toujours beaucoup trop faible des données, surtout quand la loi expérimentale comporte un certain nombre de paramètres indépendants. De sorte que tout procédé de dépouillement reposant sur des moyennes — et nos méthodes, bien que moins imparfaites que les méthodes classiques, sont passibles, elles aussi, de ce reproche — ne peuvent être dites vraiment objectives.

Et c'est ce qui fait l'intérêt d'une procédure corrigeant les mesures simplement au nom de la régularité suivant laquelle doit évoluer tout phénomène physique, régularité qui se marque par une répartition simple des signes dans les colonnes d'un tableau de différentiation successive. On complètera donc, s'il le faut, par interpolation approximative, la liste des valeurs mesurées, de manière à posséder des ordonnées d'abscisses équidistantes, et l'on cherchera les retouches ε_i à apporter aux nouvelles ordonnées considérées comme expérimentales (retouches contenues dans des limites connues *a priori*), telles que les éléments du tableau de différences aient les signes voulus; ce qui est très efficace, car les retouches se trouvent, par la différentiation, multipliées par des nombres si grands que la moindre maladresse empêche la succession de signes cherchée.

On est ramené à résoudre un système fort complexe d'inégalités linéaires.

Peu importe ici comment la résolution s'opérerait (en fait, il faudrait une machine arithmétique, le procédé algébrique étant d'un maniement trop lourd).

Le calcul s'interprète dans un hyperespace, à N dimensions s'il y a N retouches, les retouches étant les coordonnées d'un point intérieur à un hyperpolyèdre D dont les sommets s'obtiennent en transformant en égalités-limites celles des inégalités — et celles-là seulement — qui sont déterminantes, les autres conditions posées *a priori* étant alors satisfaites d'elles-mêmes.

Nous avons écrit souvent que, pour interpréter d'une manière physiquement correcte une série de mesures, il fallait tenir compte, aussi, de tout ce qu'on pouvait savoir par ailleurs; en particulier, nous pourrons joindre aux inégalités imposant des limites aux retouches ou des signes aux différences successives, d'autres inégalités tenant à des caractères qualitatifs de la courbe expérimentale. De toute manière, et nous insistons sur ce fait, la procédure conduisant au domaine D résultera d'un compromis complexe entre les caractères obligatoires de la loi expérimentale et l'aberration des points expérimentaux les plus dangereusement imprécis (les autres points apportant seulement une confirmation passive), mais nullement, comme dans les autres méthodes, d'opérations de moyenne, portant systématiquement sur toutes les données, destinées à déterminer algébriquement les divers paramètres indépendants pouvant figurer dans la loi. Le domaine D sera d'ailleurs très petit; il sera limité par peu de sommets, et si c'est, faute de mieux, par une moyenne entre ces sommets qu'on déterminera le point intérieur dont les coordonnées seront les valeurs des retouches, ce sera par une moyenne entre nombres très voisins, et ce ne sera plus d'une moyenne entre toutes les conditions imposées qu'il s'agira.

Dans le cas où l'on connaît *a priori* le type de la loi expérimentale, si c'est, par exemple, d'une loi du second degré qu'il s'agit, on écrit que les différences troisièmes locales, les abscisses étant rendues équidistantes, sont toutes nulles, que les retouches sont contenues dans certaines limites, et que la courbure a un signe déterminé (si on le connaît d'avance, ce qui est fréquent).

Le domaine D est alors un certain polyèdre qu'on détermine par une épure de géométrie descriptive, le point central choisi pour donner par ses coordonnées de quoi déterminer les trois coefficients de la parabole n'étant plus calculé par résolution d'un système à trois inconnues reposant sur des moyennes de toutes les mesures.

OPTIQUE. — *Sur le fonctionnement d'un biprisme de Wollaston pour l'interférométrie différentielle en lumière polarisée.* Note (*) de M. **Gérard Gontier**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'auteur montre que la propriété d'autocompensation, établie précédemment pour un biprisme de Wollaston traversé par de la lumière polarisée et placé au centre d'un miroir concave, subsiste quand on déplace le biprisme le long de l'axe du miroir. Il donne un procédé général d'étalonnage permettant de déterminer, à partir des franges observées, le champ des déviations produites par une lame isotrope.

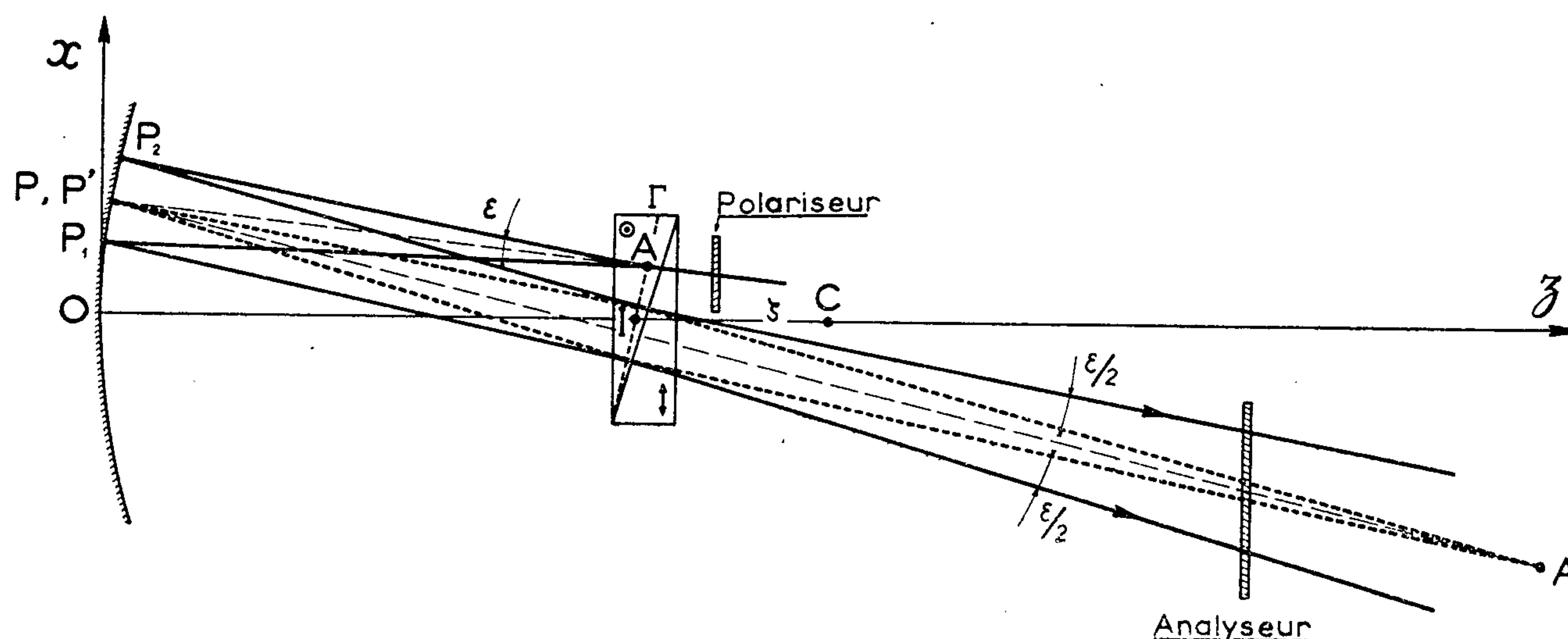
Dans une Note précédente [1], nous avons étudié le fonctionnement d'un dispositif interférométrique à lumière polarisée, du type G. Nomarski [2], comportant un miroir sphérique concave et un biprisme de Wollaston placé au centre de courbure C du miroir. Nous considérons ici le cas plus général, où le centre du miroir est en dehors du biprisme. Comme précédemment, la lame isotrope, que l'on observe en lumière blanche, est placée contre le miroir; cette lame, ainsi que le biprisme, est traversée deux fois par les rayons issus de la source, une première fois par les rayons incidents sur le miroir et une seconde fois par les rayons réfléchis. Nous utilisons les mêmes symboles et conventions que dans la Note citée en [1].

Considérons d'abord le cas où il n'y a pas de lame contre le miroir et supposons, pour fixer les idées, que le biprisme est situé entre le miroir et le centre C. Un rayon polarisé arrivant sur le biprisme, et dirigé vers un point P du miroir, donne à sa première sortie du biprisme deux rayons 1 et 2 polarisés à angle droit; ces rayons concourent virtuellement en un point A à l'intérieur du biprisme; on montre que A est situé sensiblement dans le plan Γ qui passe par l'arête du prisme le plus voisin du miroir et qui fait avec le plan diagonal du biprisme un angle égal à $\alpha[1-(1/n_{\text{moy.}})]$. Les rayons 1 et 2 tombent sur le miroir en deux points P_1 et P_2 placés symétriquement par rapport à P; ils se réfléchissent ensuite en se dirigeant vers le point A' image du point A par rapport au miroir. Avant d'atteindre A', ils traversent une deuxième fois le biprisme, où ils subissent des déviations respectivement opposées, de module $\varepsilon/2$; on montre que le point de concours virtuel P' des rayons émergents est confondu avec le point P. Soit I le point d'intersection du plan Γ avec l'axe Oz du miroir et $\zeta = \overline{CI}$. La différence de marche entre les rayons 1 et 2, calculée au point virtuel P', est

$$\Delta = -2\varepsilon\left(\xi + \frac{\zeta}{R}x\right), \tag{1}$$

x étant l'abscisse de P. Cette différence de marche, qui sera dite « différence de marche initiale », est la même pour tous les rayons d'un faisceau issu de la source et convergeant virtuellement en P. Puisque Δ est ainsi indépendant du

point source A, on peut utiliser une source étendue ; de plus, pour une position donnée du biprisme par rapport au miroir, — c'est-à-dire pour ξ et ζ constants —, Δ ne dépend que de x : on a donc des franges localisées sur le miroir et celles-ci sont perpendiculaires à Ox.



Nous montrons que la propriété d'autocompensation du biprisme, établie quand ζ est nul ([1]), subsiste pour ζ non nul. Les franges étant observées sur le miroir, nous considérons les rayons 1 et 2 depuis leur entrée dans le biprisme jusqu'au point de concours virtuel P′ des rayons émergents. Pour une déviation éventuelle des rayons réfléchis par le miroir, la variation δ_A de la différence des longueurs optiques dans l'air est, à une erreur du deuxième ordre près, la quantité opposée à la variation de la différence des longueurs optiques dans le biprisme : nous trouvons

$$\delta_A = -n_A \frac{\overline{P_1P_2}}{R+\zeta}\, dX = -\varepsilon\, dX = -\delta_B, \qquad (2)$$

dX étant la composante suivant Ox du déplacement des rayons dans le biprisme.

Plaçons la lame contre le miroir, parallèlement au plan xOy. Soit δ_E la différence des épaisseurs optiques effectives E de la lame au droit des points P_1 et P_2. Du fait de cette différence δ_E, les rayons 1 et 2 subissent une déviation

$$\theta_x(x, y) = \frac{1}{n_A}\frac{\partial E}{\partial x} \qquad (3)$$

à chacune des deux traversées de la lame ; mais les variations qui en résultent pour les longueurs optiques des rayons dans l'air et dans le biprisme se compensent d'après (2) ; la différence de marche δ en P′ est donc simplement égale à la somme de Δ et de

$$\delta_E = 2\frac{\partial}{\partial x}[(n-n_A)e]\,\overline{P_1P_2} = 2\frac{\partial E}{\partial x}\frac{\varepsilon}{n_A}(R+\zeta) = 2\varepsilon(R+\zeta)\,\theta_x, \qquad (4)$$

$$\delta = \Delta + \delta_E = -2\varepsilon\left[\xi + \frac{\zeta}{R}x - (R+\zeta)\,\theta_x(x, y)\right]. \qquad (5)$$

Le long d'une ligne isochromatique, ou frange, on a $\delta = \text{const.}$; l'équation d'une telle frange est

$$(6)\qquad \frac{\zeta}{R}x - (R + \zeta)\,\theta_x(x, y) = \text{const.}$$

La mesure de θ_x dans le champ d'observation se fait par comparaison de deux interférogrammes (a) et (b) réalisés successivement sans lame et avec lame. Considérons deux franges de même teinte prises respectivement dans (a) et dans (b) : soit x_0 l'abscisse de la frange dans (a). Pour les mêmes valeurs de ξ et ζ, on a d'après (1) et (5)

$$(7)\qquad R\theta_x = \frac{\zeta}{R}\,\frac{x - x_0}{1 + \frac{\zeta}{R}},$$

x étant l'abscisse courante le long de la frange dans (b).

La mesure du rapport ζ/R résulte d'un étalonnage du biprisme : la lame étant enlevée, on donne au biprisme une translation $\xi - \xi_0$ dans la direction Ox et l'on mesure en fonction de $\xi - \xi_0$ le déplacement $x - x_0$ d'une frange déterminée. D'après (1) on a

$$(8)\qquad \xi_0 - \xi = \frac{\zeta}{R}(x - x_0).$$

La mesure de la pente de la droite (8) donne la valeur de ζ/R; pour un rayon de courbure de 2 500 mm environ, nous avons trouvé ainsi une valeur de ζ/R qui ne diffère que d'environ 1 pour cent de la valeur obtenue par mesure directe de ζ et de R.

Pour $\zeta = 0$ (nous disons alors que le biprisme est centré), la différence de marche initiale

$$\Delta = -2\varepsilon\xi$$

est indépendante de la position du point P′; dans ces conditions, on obtient un interférogramme (a_0) de teinte uniforme. Remarquons que la position du centre C est alors bien déterminée dans le biprisme : on aurait ainsi un procédé pour mesurer R. En présence de la lame, et pour $\zeta = 0$, on obtient un interférogramme (b_0) dont les franges sont, d'après (6), des lignes isodéviation θ_x. On tire la valeur de θ_x le long d'une frange F en mesurant la distance $x_0 - x_1$ des deux franges qui, sur un interférogramme étalon (a), ont respectivement pour teintes la teinte uniforme de (a_0) et la teinte de la frange F; on a d'après (1) et (5)

$$(9)\qquad R\theta_x = \frac{\zeta}{R}(x_0 - x_1).$$

On voit ainsi comment la lecture d'un interférogramme obtenu avec biprisme centré peut être facilitée par l'emploi d'un interférogramme étalon à franges parallèles.

(*) Séance du 4 février 1957.

([1]) G. GONTIER et A. MARTINOT-LAGARDE, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 3054.

([2]) G. NOMARSKI et M[me] A. R. WEILL, *Revue de métallurgie*, **52**, n° 2, 1955, p. 121-134.

OPTIQUE. — *Modification du spectre Raman d'une substance lorsque la fréquence excitatrice devient très proche d'une fréquence de résonance.* Note (*) de M. **ROBERT LENNUIER**, présentée par M. Jean Cabannes.

Le spectre diffusé par une substance sous l'action d'un rayonnement de fréquence ν présente généralement un aspect très différent selon que ν est éloignée des fréquences des raies ou bandes d'absorption de cette substance ou très proche de l'une d'elles. Dans le premier cas on obtient le spectre ordinaire de diffusion Rayleigh et Raman; dans le second cas le spectre, souvent beaucoup plus riche et complexe, est appelé spectre de résonance ou de fluoresccence. La vapeur de benzène, par exemple, illustre bien cette distinction lorsque l'on compare son spectre Raman excité par la radiation $\lambda = 4358$ Å à son spectre de résonance excité par $\lambda = 2537$ Å. Pour nous conformer à la terminologie d'Ingold dans son étude de la vapeur de benzène ([1]), nous appellerons *résonance* le processus unique $(k) \rightarrow (r) \rightarrow (n)$ dans lequel la molécule, sous l'effet du rayonnement primaire, passe d'un niveau (k) de l'état électronique fondamental à un niveau (n) du même état électronique, par l'intermédiaire d'un niveau (r) d'un état électronique excité; nous réserverons le nom de *fluorescence* au cas où le processus d'absorption $(k) \rightarrow (r)$ et le processus d'émission $(r') \rightarrow (n)$ sont distincts par suite en général, de l'effet des chocs subis par les molécules entre l'absorption et l'émission du rayonnement.

Or les processus de diffusion et de résonance ne sont pas essentiellement distincts et la théorie, classique ou quantique, n'établit entre eux aucune discontinuité. L'expérience confirme qu'il en est bien ainsi pour la diffusion Rayleigh ([2]). Nous examinerons ici le cas de la diffusion Raman.

L'expression qui donne l'intensité d'une raie Raman $\nu_{nk} = (E_n - E_k)/h$ due à la transition entre le niveau de départ (k) et le niveau de retour (n) de la molécule est [*voir*, par exemple, Plackzek ([3]) :

$$I_{kn} = \frac{64\,\pi^4}{3\,h^2 c^3} (\nu - \nu_{nk})^4 I_0 \left\{ \sum_r \frac{\mathfrak{M}_{kr}\mathfrak{M}_{rn}}{\nu_{rk} - \nu - i\gamma_{rk}} + \frac{\mathfrak{M}_{kr}\mathfrak{M}_{rn}}{\nu_{rn} + \nu + i\gamma_r} \right\}^2.$$

Les niveaux (r) sont les niveaux « excités » de la molécule, les ν_{rk} sont donc des fréquences de résonance; la fréquence excitatrice est ν, la fréquence diffusée ν' est $(\nu - \nu_{nk})$; les $\mathfrak{M}_{kr}$ et $\mathfrak{M}_{rn}$ sont les éléments de matrice du moment électrique dipolaire correspondant respectivement aux transitions $(k) \rightarrow (r)$ et $(r) \rightarrow (n)$. On fait ici abstraction, pour simplifier, de l'état de polarisation des rayonnements.

Les γ_r sont des termes d'amortissement qui peuvent être négligés loin de la résonance.

L'ensemble du spectre de diffusion s'obtient en prenant toutes les combinaisons possibles de tous les niveaux (k) et (n) de l'état électronique fondamental, qui diffèrent entre eux par les états de vibration de la molécule. Les divers niveaux de départ (k) doivent être « pondérés » par les facteurs de Boltzmann correspondants. Si $\nu \ll \nu_{rk}$ est réalisé pour toutes les fréquences d'absorption ν_{rk}, on obtient une certaine répartition des intensités I_{kn} qui correspond au spectre Raman ordinaire. On peut alors à une bonne approximation, remplacer dans I_{kn} toutes les fréquences ν_{rk} et ν_{rn} par une valeur moyenne ν_0 et écrire

$$I_{kn} = \frac{64\pi^4}{3c^3h^2}(\nu - \nu_{nk})^4 \frac{4\nu_0^2}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2} I_0 \{ \Sigma_r \mathcal{M}_{kr}\mathcal{M}_{rn} \}^2.$$

Or, $\Sigma_r \mathcal{M}_{kr}\mathcal{M}_{rn}$ est l'élément de matrice d'indice k, n du carré $(\mathcal{M}^2)$ et I_{kn} est proportionnel à $[(\mathcal{M}^2)_{kn}]^2$, ce qui montre qu'on peut alors traiter le problème sans faire intervenir explicitement les niveaux électroniques supérieurs (r) et en ne considérant que les niveaux de vibration (k) et (n) du fondamental. C'est en ce sens qu'on peut appeler « fictif » le passage de la molécule par les niveaux supérieurs (r) au cours de l'interaction de diffusion. A cette approximation, lorsque la fréquence exitatrice ν augmente et se rapproche de la valeur moyenne ν_0, le spectre Raman ne subit qu'une exaltation générale de son intensité sans modification des répartitions de celle-ci entre les diverses raies.

Considérons maintenant le cas où ν devient très proche d'une certaine fréquence ν_{r_0k} de résonance. Le terme correspondant $\mathcal{M}_{kr_0}\mathcal{M}_{r_0n}/(\nu_{r_0k} - \nu - i\gamma_{r_0})$ prend alors une importance relative plus grande; or la répartition des intensités qu'il fait prévoir n'est plus celle que déterminaient les éléments $(\mathcal{M}^2)_{kn}$ où intervenaient implicitement tous les termes, mais celle qui correspond à l'interaction de résonance où la transition d'absorption $(k) \rightarrow (r_0)$ est suivie d'une transition d'émission $(r_0) \rightarrow (n)$ dont la probabilité est fixée par la valeur de l'élément $\mathcal{M}_{r_0n}$ correspondant. Cette répartition des intensités sera en général très différente de celle du spectre Raman ordinaire : il est à prévoir que les harmoniques et les intercombinaisons des fréquences de vibration de la molécule à l'état fondamental vont y apparaître avec une intensité bien plus grande que lorsque $\nu \ll \nu_{rk}$. Ainsi s'explique, en dépit de la continuité entre les deux phénomènes, la différence très grande entre le spectre Raman ordinaire et les spectres de résonance.

Certaines circonstances particulières pourront contribuer à accroître cette différence. Nous verrons dans une prochaine publication que dans le cas du benzène excité par la radiation λ 2537 Å on se trouve à proximité d'une raie de résonance ν_{r_0k} dont le niveau de départ (k) n'est pas l'état fondamental (k_0) *sans* vibration, auquel son peuplement fait jouer le rôle principal lorsque $\nu \ll \nu_{r_0k}$,

mais un niveau de vibration qui n'intervenait pratiquement pas loin de la résonance. En outre, le niveau excité (r_0) ne peut être atteint à partir de $(k_0)(\mathcal{M}_{k_0 r_0} = 0)$ en sorte que la radiation excitatrice λ 2 537 Å fait alors intervenir des éléments de matrice $\mathcal{M}_{kr_0}$ et $\mathcal{M}_{r_0 n}$ dont le rôle est nul lorsque les radiations excitatrices sont situées dans le visible. Le spectre de diffusion correspondant à un processus unique $(k) \rightarrow (r_0) \rightarrow (n)$ est alors très différent de celui qu'on observe dans le visible; il n'en mérite pas moins d'être considéré comme un spectre Raman; en particulier les fréquences de vibration ou leurs combinaisons y apparaissent par différence entre la fréquence excitatrice ν et les fréquences observées ν' et non par différence entre la fréquence exacte de résonance $\nu_{r_0 k}$ et les ν'.

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) C. K. INGOLD et CL. WILSON, *J. Chem. Soc.*, 4, 1936, p. 941-955.

(2) R. LENNUIER, *Ann. Phys.*, 20, 1945, p. 91 et 2, 1947, p. 233.

(3) *Handbuch der Radiologie*, 6, Leipzig, 1934, p. 215.

SPECTROSCOPIE. — *Population des niveaux de vibration de l'état électronique* $B\,^2\Sigma^+$ *de la molécule* CN *excitée en présence de l'azote actif.* Note (*) de M^lle **JEANNE AKRICHE** et M. **LOUIS HERMAN**, présentée par M. Jean Cabannes.

Les auteurs donnent la répartition des molécules CN sur les différents niveaux de vibration de l'état électronique $B\,^2\Sigma^+$, déduite des mesures d'intensité dans le spectre $B\,^2\Sigma^+ — X\,^2\Sigma^+$, émis en présence de l'azote actif.

Nous avons étudié précédemment le spectre de phosphorescence de courte durée (10^{-4} s) émis par les molécules C_2 et N_2 préalablement ionisées par une forte décharge électrique (1). Cette émission a été attribuée au processus de recombinaison radiative entre les ions moléculaires et les électrons. Pour interpréter la distribution observée de la population des niveaux de vibration on a appliqué le principe de Franck-Condon aux transitions entre les ions moléculaires et les molécules excitées.

Il nous a paru intéressant de comparer cette brève phosphorescence à l'émission de longue durée (1 s à plusieurs minutes), souvent observée en présence de l'azote actif. Dans ce but, nous avons utilisé un ballon de 2 l muni d'électrodes de tungstène et rempli d'azote pur sous la pression de quelques millimètres de mercure. Le gaz était excité par une décharge électrique de haute fréquence et le spectre de phosphorescence était photographié en l'absence de champ électrique à l'intérieur du ballon. On a utilisé un spectrographe type A de la Société Générale d'Optique, à deux prismes de flint, ouvert à $f/8$ et donnant une dispersion de 30 A/mm vers 4 000 Å.

Le spectre d'émission était constitué du spectre d'azote et du cyanogène. Le carbone provenait des impuretés contenues dans les électrodes de tungstène.

L'intensité relative des bandes dans les séquences $v'-v''=-1$ et $v'-v''=-2$ du système $B\,^2\Sigma^+-X\,^2\Sigma^+$ de la molécule CN était mesurée par la méthode bien connue de la photométrie photographique. La source de comparaison était un étalon secondaire constitué par une lampe à filament de tungstène maintenue à la température de couleur de 2718° K.

Probabilités de transition de vibration. — Pour estimer le nombre relatif des molécules peuplant les niveaux de vibration v' de l'état initial $B\,^2\Sigma$, il faut connaître les valeurs des probabilités de transition de vibration. Plusieurs auteurs ont estimé ces probabilités, mais il existe encore une importante incertitude pour $v'>3$ et $v''>3$ ([2]). Plus récemment, A. L. Floyd et R. B. King ont déterminé quelques probabilités de transition à partir des mesures d'intensité dans un four à graphite ([3]).

Nous avons complété ces calculs de probabilité relative en utilisant les formules de récurrence établies par A. Rahman et C. Manneback ([4]). Nos valeurs se rapprochent de celles données par M. Pillow, sauf pour les séquences $v'-v''=0$ et -1, où les différences atteignent 50 %. De toute évidence, on doit tenir compte de la variation du moment électrique avec la distance internucléaire, comme nous le montrerons dans une autre publication. Pour les molécules N_2 et OH, Nicholls et Rahman ont utilisé pour le moment électrique l'expression exponentielle $e^{-\alpha r}$, avec $\alpha=3.10^8$ cm. Le calcul montre que dans le cas considéré ici, α a une valeur beaucoup plus petite, de l'ordre de 1.10^8 cm.

Dans nos mesures photométriques nous avons utilisé une petite dispersion, et il ne nous a pas été possible d'atteindre la structure de rotation. Cette structure varie d'une bande à l'autre et le maximum d'intensité n'a pas lieu pour le même nombre quantique de rotation dans les différentes bandes ([3]). Nous en avons tenu compte et nous avons pu calculer ainsi la population relative,

$$N(v')\sim I(v'v'')\,\frac{\lambda^5(v'v'')\,(B'_{v'}-B''_{v''})^{-\frac{1}{2}}}{D(v'v'')\,P^2(v'v''),}$$

où $I(v'v'')$ est l'intensité mesurée de la bande $(v'v'')$; $P^2(v'v'')$, sa probabilité de transition et

$$D(v'v'')=\frac{B'_{v'}+B''_{v''}}{2(B'_{v'}-B''_{v''})}.$$

Avec ces relations, l'intensité de la source étalon doit être estimée par unité de longueur d'onde.

Enfin, la réabsorption peut modifier les valeurs de $N(v')$. En effet, le niveau final de la transition $B\,^2\Sigma-X\,^2\Sigma$ est le niveau fondamental et l'on doit s'attendre à l'existence d'une réabsorption qui affaiblirait l'intensité d'émission des bandes $v''=0$ par rapport aux bandes à $v''>0$. L'absorption viendrait surtout des couches extérieures non rayonnantes de la vapeur de CN, dont la

température est voisine de la température ambiante. La basse température de vibration au niveau fondamental $X^2\Sigma$ vient également du fait que les transitions de vibration-rotation ne sont pas entièrement interdites pour cette molécule hétéronucléaire. On peut ainsi admettre que seules les bandes d'émission à $v''=0$ peuvent être affectées par la réabsorption.

Pour s'en affranchir, nous avons utilisé uniquement les séquences $v'-v''=-1$ et $v'-v''=-2$. Dans le tableau ci-dessous figurent les valeurs moyennes de $N(v')$ obtenues en utilisant les différentes séries de valeurs des probabilités de vibration et les deux séquences ci-dessus. Les constantes moléculaires étaient,

$$\omega'_e = 2164,1\ \text{cm}^{-1};\quad B'_e = 1,97\ \text{cm}^{-1};\quad \alpha'_e = 0,02215\ \text{cm}^{-1};\quad r'_e = 1,15\ \text{A},$$
$$\omega''_e = 2068,7\ \text{cm}^{-1};\quad B''_e = 1,8996\ \text{cm}^{-1};\quad \alpha''_e = 0,01735\ \text{cm}^{-1};\quad r''_e = 1,1718\ \text{A}.$$

Population relative $N(v')$ *des différents niveaux de vibrations* v' *de l'état électronique* $B^2\Sigma$ *de la molécule* CN :

$v'=$	0	1	2	3	4	5	6
$N(v')\sim$	76	38	25	32	28	31	20

Ce tableau montre l'existence d'un maximum de population au niveau $v'=0$ et d'une population très importante pour les niveaux de vibration $v'=3, 4, 5$.

La distribution de la population trouvée ici ressemble à celle de la phosphorescence de courte durée du deuxième système positif de N_2. Il est facile de montrer, que dans le cas du système $B^2\Sigma - X^2\Sigma$ de CN, il n'est pas possible d'interpréter la répartition observée par la recombinaison radiative directe entre les ions $CN^+(v=0)$ et les électrons. Le processus d'émission $CN^+(v=0)$ + électrons $\rightarrow CN(B^2\Sigma,\ v') \rightarrow CN(X^2\Sigma,\ v'') + h\nu(v'v'')$ conduit à une répartition de la population possédant un seul maximum. Pour rendre compte de la population observée on est amené à admettre :

1° soit une émission par recombinaison radiative, composée d'une recombinaison directe et d'une contribution importante de la recombinaison indirecte avec émission en cascade;

2° soit une recombinaison atomique

$$N(^4S, ^2D, ^2P) + C(^3P) + N_2(X^1\Sigma) \rightarrow CN^* + N_2^* \rightarrow CN(B^2\Sigma) \rightarrow CN(X^2\Sigma) + h\nu,$$

où CN^* et N_2^* sont des états moléculaires excités. Dans le dernier cas, le niveau de vibration de CN^*, excité par recombinaison atomique doit posséder un nombre quantique de vibration $v' \gg 0$ pour donner un accord satisfaisant.

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) G. Lucas et R. Herman, *Ann. Astrophys.*, 18, 1955, p. 211; L. Herman, A. Salmona et G. Lucas, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1029.

(2) M. Pillow, *Proc. Phys. Soc.*, A, 66, 1953, p. 737; W. R. Jarmain et P. A. Fraser, *University of Western Ontario, Scientific Report*, n° 11, 1953, Contract n° AF 19(122)-470.

(3) *J. Opt. Soc. Amer.*, 45, 1955, p. 249.

(4) A. Rahman, *Physica*, 21, 1955, p. 663.

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *La conservation de la phase lors de la collision d'un atome de sodium orienté et d'un atome d'hélium.* Note (*) de MM. **Claude Cohen-Tannoudji**, **Jean Brossel** et **Alfred Kastler**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'addition d'un gaz étranger augmente non seulement l'intensité, mais accroît également la finesse des raies de résonance magnétiques des atomes orientés optiquement.

Le processus de « pompage optique » permet d'orienter les atomes de la vapeur saturante de sodium [1]. Il a été constaté que l'addition d'hydrogène [2], à des pressions de l'ordre de 0,3 mm Hg, augmente dans des proportions considérables le taux d'orientation obtenu. Nous avons réalisé des expériences analogues en présence de deutérium, d'hélium et d'argon. L'effet observé est d'autant plus grand que la masse moléculaire du gaz diluant est plus lourde. Des résultats analogues ont été obtenus par P. Bender [3].

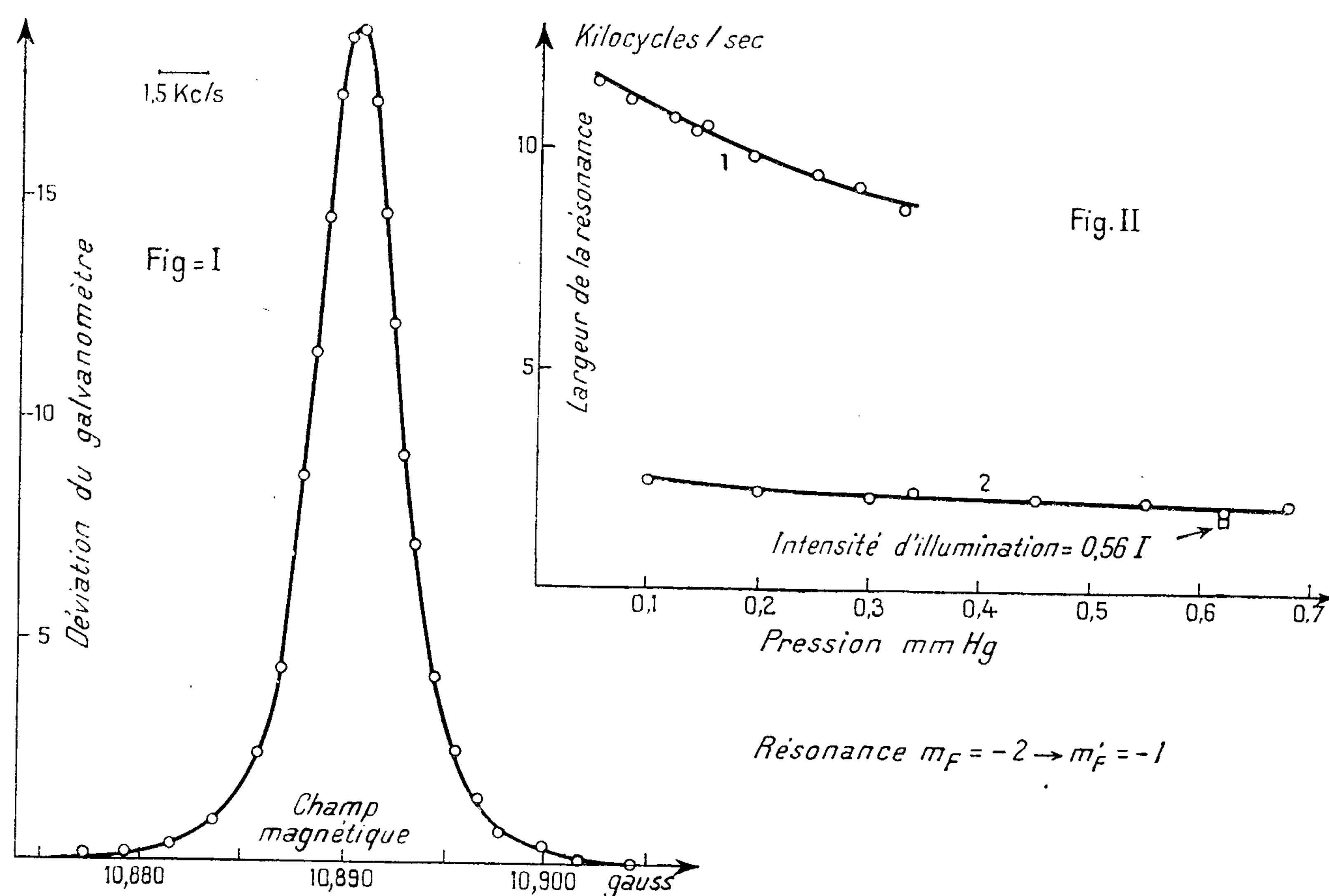
Nous repérons le degré d'orientation obtenu en mesurant l'intensité de la raie de résonance magnétique correspondant à la transition entre deux des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental $F=2$: $m_F=-2 \rightarrow m'_F=-1$. Nous prenons une intensité du champ de radiofréquence suffisante pour saturer la raie, c'est-à-dire pour égaliser les populations des deux sous-niveaux Zeeman en question. Au cours de nos mesures, nous avons été amenés à tracer des raies de résonance pour des niveaux de radiofréquence très faibles, (pour lesquels la raie n'est pas saturée) et nous avons été frappés de l'*extrême finesse des raies obtenues*. La figure 1 montre une résonance obtenues à 7 Mc/s quand on opère à une pression d'hélium de 0,25 mm Hg. Sa largeur est de l'ordre de 3 kc/s.

Cette largeur est déterminée par plusieurs facteurs :

a. Inhomogénéité résiduelle du champ magnétique H_0 *dans le volume occupé par les atomes dont on observe la résonance.* — Pour une pression de He nulle, ce volume est celui de la cellule entière (sphère de 12 cm de diamètre). Pour des pressions de He appréciables, les atomes de Na résonants sont « piégés » par le gaz diluant au voisinage immédiat de la zone d'observation. Le volume précédent est appréciablement réduit et l'on doit s'attendre à trouver une inhomogénéité plus faible, donc des raies plus fines, lorsque la pression d'hélium croît. Ceci correspond aux observations (*fig.* 2).

La courbe 1 correspond à un champ assez inhomogène, la courbe 2 à un champ rendu très homogène : on voit que l'effet d'affinement en fonction de la pression est d'autant plus grand que le champ H_0 est plus inhomogène. Dans les meilleures conditions réalisées, l'inhomogénéité calculée du champ H_0 est encore de l'ordre de 1 kc/s. Nous pensons que cette inhomogénéité résiduelle est responsable de la plus grande partie de la largeur observée.

b. Élargissement par le champ de radiofréquence γH_1 *qui induit la transition.* — Les largeurs précédentes (*fig.* 2) ont été obtenues par mesure des largeurs pour diverses valeurs de γH_1 et en extrapolant pour γH_1 nul.



c. Largeur naturelle $\Delta\nu$. — Elle est déterminée par la relation de Heisenberg :

$$\Delta\nu\,\Delta t = \frac{1}{2\pi},$$

Δt représente le temps nécessaire à la mesure. C'est aussi la durée de cohérence pendant laquelle la fonction d'onde de l'atome n'est pas perturbée. En absence de gaz étranger cette durée est représentée par le temps de transit d'un atome entre deux chocs successifs contre les parois. Si l'on admet que les chocs Na-He ne perturbent pas la phase, l'addition de gaz étranger, en réduisant progressivement la vitesse de diffusion, doit accroître la durée de cohérence et cette dernière sera finalement déterminée par l'intervalle de temps entre deux excitations optiques successives de l'atome. On peut calculer la durée de cohérence Δt à partir des largeurs observées (2 kc/s) en supposant que la totalité de cette largeur a pour origine le facteur (C). On trouve $\Delta t = 0,8 . 10^{-4}$ s. A la pression de 0,7 mmHg, le temps moyen entre deux collisions Na-He est de $1,3 . 10^{-7}$ s. Nous pouvons donc affirmer que l'atome Na dans l'état fondamental peut subir au moins 600 collisions contre des atomes d'hélium, non seulement sans perdre son orientation, mais encore sans que la phase relative des composantes de la fonction d'onde sur les états propres de F soit affectée. Les colli-

sions changent la vitesse de l'atome de Na, elles sont sans action sur son moment magnétique.

Le nombre précédent nous semble être, en fait, une limite très inférieure à la réalité. Notons que nous observons (*fig.* 2) un affinement des raies quand on réduit l'intensité lumineuse orientatrice : le temps moyen entre les absorptions successives de deux photons par le même atome de Na est assez court pour fournir, en vertu de la relation de Heisenberg, une contribution observable à la largeur de raie.

On peut donc espérer obtenir des raies d'une extrême finesse par les méthodes précédentes.

Dehmelt, à la suite d'une étude des temps de relaxation d'atomes de Na orientés optiquement, arrive à des conclusions analogues aux nôtres ([4]).

Les expériences précédentes montrent qu'il y a avantage à observer les résonances magnétiques sur les atomes de Na orientés, en présence d'un gaz étranger à une pression de l'ordre de quelques dixièmes de millimètre de Hg. On obtient à la fois une augmentation de l'orientation (donc de l'intensité de la raie) et un affinement (dû à l'allongement de l'intervalle de temps entre deux processus désorientateurs). Ces effets subsistent à coup sûr pour les transitions hyperfines $\Delta F = 1$, $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Dans ce dernier cas, la présence de gaz doit, en outre, réduire la largeur Doppler des raies ([5]). Il y a donc intérêt à reprendre les mesures de largeur des raies ([6]) par détection radio électrique en présence de gaz inertes à pression croissante.

(*) Séance du 11 février 1957.

([1]) J. B. BARRAT, J. BROSSEL et A. KASTLER, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1196.

([2]) J. BROSSEL, J. MARGERIE et A. KASTLER, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 865.

([3]) *Thèse*, Princeton University, 1956.

([4]) H. G. DEHMELT, Communication privée.

([5]) J. P. WITTKE et R. H. DICKE, *Phys. Rev.*, 96, 1954, p. 530; J. P. WITTKE, *Thèse*, Princeton University, 1954.

([6]) A. ROBERT, Y. BEERS et A. G. HILL, *Phys. Rev.*, 70, 1946, p. 112 et *M. I. T. Technical Report*, n° 120, 1949; K. SHIMODA et T. NISHIKAWA, *J. Phys. Soc. Japan*, 6, 1951, p. 512.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Production de monocristaux de titanate de baryum*

Note (*) de M. **HUBERT EUSTACHE**, présentée par M. Jean Cabannes.

Nous avons repris les expériences de Remeika ([1]) qui consistent à refroidir dans un creuset de platine une solution de TiO_3Ba dans KF en présence de traces de Fe_2O_3.

Les conditions de travail indiquées par cet auteur fournissent des « ailes de papillon » dues à la croissance dendritique du titanate de baryum : sur une charnière de titanate poussent deux plaques d'autant plus minces

que la vitesse de cristallisation est plus grande. Nous nous sommes proposé de rechercher s'il n'existait pas des conditions plus favorables à la croissance de monocristaux.

Nous avons commencé par essayer de déterminer la solubilité de TiO_3Ba dans KF. A cet effet, nous avons chauffé un mélange de ces deux corps préalablement pesés à une température où nous étions sûrs de la solubilité totale du titanate, et nous avons refroidi la solution en deux temps. Jusqu'à la température *t*, nous avons effectué une chute de température de 20° par heure, ce qui fournit du titanate de baryum cristallisé en fragments assez gros. Arrivés à la température *t*, nous avons refroidi brutalement le mélange; le titanate fournit alors une poudre très fine. Il est facile, en reprenant le mélange par l'eau, de séparer les cristaux de la poudre et d'obtenir ainsi la solubilité du titanate de baryum à la température *t*. Nous avons obtenu les résultats suivants :

Température (°C)	840.	860.	944.	974.	1 044.
Poids de TiO_3Ba se dissolvant dans 10 g de KF (g)	1,24	1,30	1,82	2,12	2,52

Au cours de ces essais, qui portaient sur un creuset de 25 cm³ de volume, nous avons en outre fait les constatations suivantes :

Lorsque la cristallisation commence au-dessus de 1000° C, on obtient des « ailes de papillon » qui émergent d'un culot polycristallin de titanate de baryum. L'épaisseur de ces ailes est d'autant plus grande que la vitesse de cristallisation est plus faible.

Lorsque la cristallisation commence entre 1000 et 950° C, on obtient des cristaux aplatis à base carrée. Ils comportent une diagonale transparente, qui n'est autre que la charnière des « ailes de papillon » obtenues à plus haute température.

Lorsque la cristallisation commence au-dessous de 950° C, on obtient des cubes ou des parallélépipèdes très transparents. En opérant dans un creuset de 150 cm³, et en partant d'un mélange contenant 100 g de KF, 16 mg de Fe_2O_3, la quantité suffisante de TiO_3Ba pour que la cristallisation commence à 940° C, nous avons obtenu par cristallisation spontanée des cubes parfaitement clairs atteignant 5 mm d'arête. La chute de température réalisée était de 10° par heure.

L'étude de la constante diélectrique des cristaux obtenus nous a montré qu'ils renferment des macles de volume extrêmement faible, dont la répartition ne correspond pas à celles qui ont été décrites antérieurement.

Enfin nous avons pu faire croître un germe de titanate dans une solution saturée, en transposant à 940° les méthodes utilisées dans la cristallisation des substances solubles dans l'eau. En dehors des faces du cube dont les

indices sont du type (1, 0, 0) il apparaît alors des faces (1, 1, 1) qui prennent de plus en plus d'importance à mesure que le cristal grossit.

Le problème de la préparation du titanate de baryum en gros monocristaux, qui présente une grande importance, tant du point de vue technique que du point de vue scientifique, nous semble donc résolu.

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) *J. Amer. Chem. Soc.*, **76**, 1954, p. 940-941.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *L'interaction de la désintégration β dans le cas où elle ne conserve pas la parité.* Note (*) de M. **Roger Nataf**, transmise par M. Frédéric Joliot.

Dans une Note précédente (I) (1), nous avons donné la probabilité d'émission P(W) pour les transitions permises lorsque : 1° on n'admet plus l'invariance de l'hamiltonien par renversement du sens du trièdre de référence; 2° on postule toujours l'invariance par renversement du temps. Nous indiquons ici comment les expressions P(W) usuelles sont modifiées.

L'expression (5) de (I) (1) pour $P\pm(W)$ se déduit de l'expression usuelle en remplaçant $G_S G_V$ par $\vec{\Gamma}_S\vec{\Gamma}_V$, $G_T G_A$ par $\vec{\Gamma}_T\vec{\Gamma}_A$, d'où les conditions de Fierz moins restrictives (F_1) et (F_2) au lieu de $G_S G_V = 0$, $G_T G_A = 0$.

Nous avons vérifié pour les transitions $\Delta J = 0$ ou 1, oui, que les nouvelles expressions s'obtiennent à partir des anciennes, données dans (2), (3) [*cf* (4)] en remplaçant tous les $G_X G_Y$ par $\vec{\Gamma}_X\vec{\Gamma}_Y$ ce qui conduit bien à la condition (K) au lieu de $G_V G_T = 0$. En fait, d'après l'analyse (5) des formes expérimentales :

$$\left|\vec{\Gamma}_T\vec{\Gamma}_A\right| \lesssim 0,04(|\Gamma_T|^2+|\Gamma_A|^2) \qquad \text{et} \qquad \left|\vec{\Gamma}_S\vec{\Gamma}_V\right| \lesssim 0,1(|\Gamma_S|^2+|\Gamma_V|^2)$$

tandis que $\left|\vec{\Gamma}_V\vec{\Gamma}_T\right| \lesssim 0,1(|\Gamma_V|^2+|\Gamma_T|^2)$ d'après (6).

La même règle donne le « facteur de correction » de toutes les transitions à « forme unique » d'ordre n quelconque : $\pi\pi' = (-1)^n$, $\Delta J = n+1$,

$$C_{n,n+1}(W)\mp = \frac{\left|\int r^n(\vec{\sigma}\mathrm{Y}_n)_{n+1}\right|}{(2n+1)!!} \times \sum_{\mu+\nu=n} \frac{n!}{\mu!\,\nu!}\,\frac{(2\mu+1)!!}{(2\nu+1)!!}\,q^{2\nu}\left[(|\Gamma_T|^2+|\Gamma_A|^2)L_\mu \pm 2\vec{\Gamma}_T\vec{\Gamma}_A P_\mu\right],$$

où (F_2) supprime les termes en $P_\mu \propto W^{-1}$.

En général, la partie β^-, par exemple, de H de (1 — I) s'obtient en considérant que

$$H_I = \sum_X G_X{}^+ Q_p \Omega^p_{X\mu} Q^\lambda \Omega^\lambda_{X\mu}\,\delta(\vec{x}_p - \vec{x}_\lambda)$$

opère sur le produit $\Phi\varphi_-$ des fonctions d'onde du nucléon p et du « lepton » λ ayant les deux états de charge ν et e^-; Q^λ effectue la transition entre ces deux états, Q^+ entre les états neutron et proton

$$\delta(\vec{x}_p - \vec{x}_\lambda) = r_\lambda^{-2}\,\delta(r_p - r_\lambda)\,\delta(\omega_p - \omega_\lambda) = \frac{\delta(r_p - r_\lambda)}{r_\lambda^2}\sum_{lm}(-1)^m Y_l^{-m}(\omega_p)\,Y_l^m(\omega_\lambda).$$

Pour chacun des opérateurs vectoriels $\vec{v}$ des $\Omega_{X\mu}$ ($i\vec{\alpha}$ de V, $\beta\vec{\sigma}$ et $\beta\vec{\alpha}$ de T, $\vec{\sigma}$ de A). définissons les opérateurs tensoriels irréductibles $T^{(k)}$ correspondant à $\vec{k} = \vec{l} + \vec{1}$: $T_q^{(k)} = \sum_{i=-l}^{+1}\sum_{m=-l}^{+l} v_i Y_l^m(\omega)\langle 1\,lim \mid 1\,l\,kq\rangle$ où $v_{-1} = (v_x - iv_y)/\sqrt{2}$, $v_0 = v_z$, $v_1 = -(v_x + iv_y)/\sqrt{2}$,

$$(1)\qquad \vec{v}^p\,\vec{v}^\lambda\,\delta(\omega_p - \omega_\lambda) = (-1)^{l+1}\sum_{k=|l-1|}^{l+1}(-1)^k\sum_{q=-k}^{+k}(-1)^q\,T_{-q}^{(k)}(p)\,T_q^{(k)}(\lambda).$$

En prenant A nucléons et en admettant $r_p = R$ pour tous, on obtient ainsi pour chaque $\vec{v}$:

$$\sum_{lkq} a\left\langle U'\pi'J'M'\left|\sum_{p=1}^{A} T_{-q}^{(k)}(p)\right| U\pi JM\right\rangle\langle \varkappa_1 m_1 W \mid R^{-2}\delta(R - r_\lambda)\,T_q^{(k)}(\lambda)\,\varkappa_2 m_2 W_\nu\rangle$$

tandis que pour les opérateurs scalaires des Ω_X, $T_q^{(k)} \equiv Y_l^m$, $U\pi JM$ et $U'\pi'J'M'$ sont les énergies, parités et nombres quantiques de moment angulaire pour les noyaux initial et final; $\varkappa_1 m_1$ sont relatifs à l'électron, $\varkappa_2 m_2$ au neutrino *absorbé*; a est le signe $\pm$ de (1).

En effectuant la somme sur les valeurs $\varkappa_1\varkappa_2$, $M'm_1m_2$ non observées ici :

$$P(W) = 2\pi\sum_{\varkappa_1\varkappa_2}\sum_{M'm_1m_2}|\langle U'\pi'J'M', \varkappa_1 m_1 W \mid H_1 \mid U\pi JM, \varkappa_2 m_2 W_\nu\rangle|^2$$

on obtient, en désignant par l'indice r (ou s) prenant les valeurs 1, 2, chacun des termes « non relativiste » et « relativiste » des Ω_X (l'un ou l'autre étant nul pour S et P) :

$$(2)\quad P(W) = \frac{2\pi}{2J+1}\sum_{XY,rs} G_X G_Y \sum_{k_1 ll'}\frac{(-1)^{l+l'}}{2k+1}(\pi'J'U' \,\|\, (T_{Xr}^l)^k \,\|\, \pi JU)^*(\pi'J'U' \,\|\, (T_{Ys}^{l'})^k \,\|\, MJU)$$
$$\times\sum_{\varkappa_1\varkappa_2}(\varkappa_1 W \,\|\, (T_{Xr}^l)^k \,\|\, \varkappa_2 W_\nu)^*\,(\varkappa_1 W \,\|\, (T_{Ys}^{l'})^k \,\|\, \varkappa_2 W_\nu,)$$

En fait, chacun des termes de cette somme multiple est réel, ce que l'on *peut* démontrer comme dans ([7]) par les transformations des éléments de matrice des $(T_{Xr}^l)_q^k$ quand on renverse le temps. L'opérateur $K = UK_0$ réalise cette transformation K_0 étant la conjugaison $i \to -i$ et U étant unitaire, choisi de manière que : $K\Omega K^{-1} = U\Omega^\star U^{-1} = \Omega$ pour $\Omega = \vec{r}$ ou β, tandis que le résultat

est $-\Omega$ pour tous les $\vec{v}$ des Ω_{Xr} et pour γ_5. Comme $K_0 Y_l^m = (-1)^m Y_l^{-m}$, on voit que

$$K(T_{Xr}^l)_{-q}^k K^{-1} = c(-1)^{-q} \varepsilon_{Xr} (T_{Xr}^l)_q^k$$

où $c = 1$, $\varepsilon_{Xr} = 1$ si Xr, est β ou 1 ; $c = (-1)^{l+1-k}$, $\varepsilon_{Xr} = -1$ dans les autres cas et que $K\Psi_J^M = a(-1)^{M-J}\Psi_J^{-M}$ où le facteur de phase a ne dépend pas de M. Appliquant la transformation à l'élément de matrice $\langle J'M' | (T_{Xr}^l)_{-q}^k | JM \rangle$ et l'exprimant comme produit de $(\alpha' J' \| (T_{Xr}^l)^k \| \alpha J)$ par un coefficient de Wigner, on obtient

$$(\alpha' J' \| (T_{Xr}^l)^k \| \alpha J)^* = (-1)^k c a a'^* \varepsilon_{Xr} (\alpha' J' \| (T_{Xr}^l)^k \| \alpha J),$$

$$(\alpha' J' \| (T_{Xr}^l)^k \| \alpha J)^* (\alpha' J' \| (T_{Ys}^{l'})^k \| \alpha J) = c c' \varepsilon_{Xr} \varepsilon_{Ys} (\alpha' J' \| (T_{Xr})^k \| \alpha J)(\alpha' J' \| (T_{Ys}^{l'})^k \| \alpha J)^*$$

est réel ou complexe suivant que $cc' \varepsilon_{Xr} \varepsilon_{Ys} = +1$ ou -1, et il en est de même pour le produit d'éléments de matrice leptoniques correspondant.

Avec l'hamiltonien de (3-I), il faut remplacer dans chaque terme $G_X G_Y$ par $(G_X + i\varepsilon G'_X)^*(G_Y + i\varepsilon G'_Y)$, dont seule la partie réelle $G_X G_Y + G'_X G'_Y$ apporte une contribution qui n'est pas compensée dans la somme.

La même règle s'appliquant à la désintégration β^+ et à la capture, les formes de spectre et les probabilités de capture, à un ordre quelconque ne sont pas modifiées [8]. Il en est de même, en général, toutes les fois que l'on somme sur les orientations des spins : on obtient des expressions analogues à (2).

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 884.

(2) E. J. KONOPINSKI et G. E. UHLENBECK, *Phys. Rev.*, **60**, 1941, p. 314.

(3) A. M. SMITH, *Phys. Rev.*, **82**, 1951, p. 955.

(4) Nous avons complété (3) par les termes d'interférence S, V et T, A qui ne peuvent être exclus.

(5) J. P. DAVIDSON et D. C. PEASLEE, *Phys. Rev.*, **91**, 1953, p. 1232.

(6) H. M. MAHMOUD et E. J. KONOPINSKI, *Phys. Rev.*, **88**, 1951, p. 1266.

(7) C. LONGMIRE et A. M. L. MESSIAH, *Phys. Rev.*, **89**, 1953, p. 464.

(8) Ce résultat est indiqué par Lee et Yang dans l'article déjà cité (I).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Mesure de la capacité calorifique du silicium entre* 1 200 *et* 1 550° C. Note de M. **MICHEL OLETTE**, présentée par M. Paul Pascal.

L'enthalpie du silicium pur a été mesuré avec un calorimètre du type Nernst-Magnus de part et d'autre de son point de fusion. Les résultats obtenus permettent de proposer pour la chaleur et le point de fusion, les valeurs de 12 095 ± 100 cal/atome-g et 1 412 ± 2° C respectivement. De tous les éléments connus, le silicium est celui qui a la chaleur de fusion la plus grande.

Le silicium est un élément mal connu au point de vue thermodynamique, surtout à température élevée. Les travaux expérimentaux de A. Magnus [1] jusqu'à 900° C et, beaucoup plus récemment, de N. N. Serebrennikov

et P. V. Gel'd ([2]), jusqu'à 1283° C, en bon accord, sont les seuls qui à notre connaissance aient eu pour objet la détermination précise et systématique de l'enthalpie du silicium pur.

Nos mesures ont porté sur un même lot de silicium à plus de 99,99 % Si, préparé par fusion zonale (fourni par la Compagnie Pechiney). Il ne contenait que des traces de fer et de faibles traces de B, Mg et Cu. Cet échantillon a été broyé, puis tamisé et l'on n'a utilisé que les particules ayant un diamètre voisin de 0,5 mm.

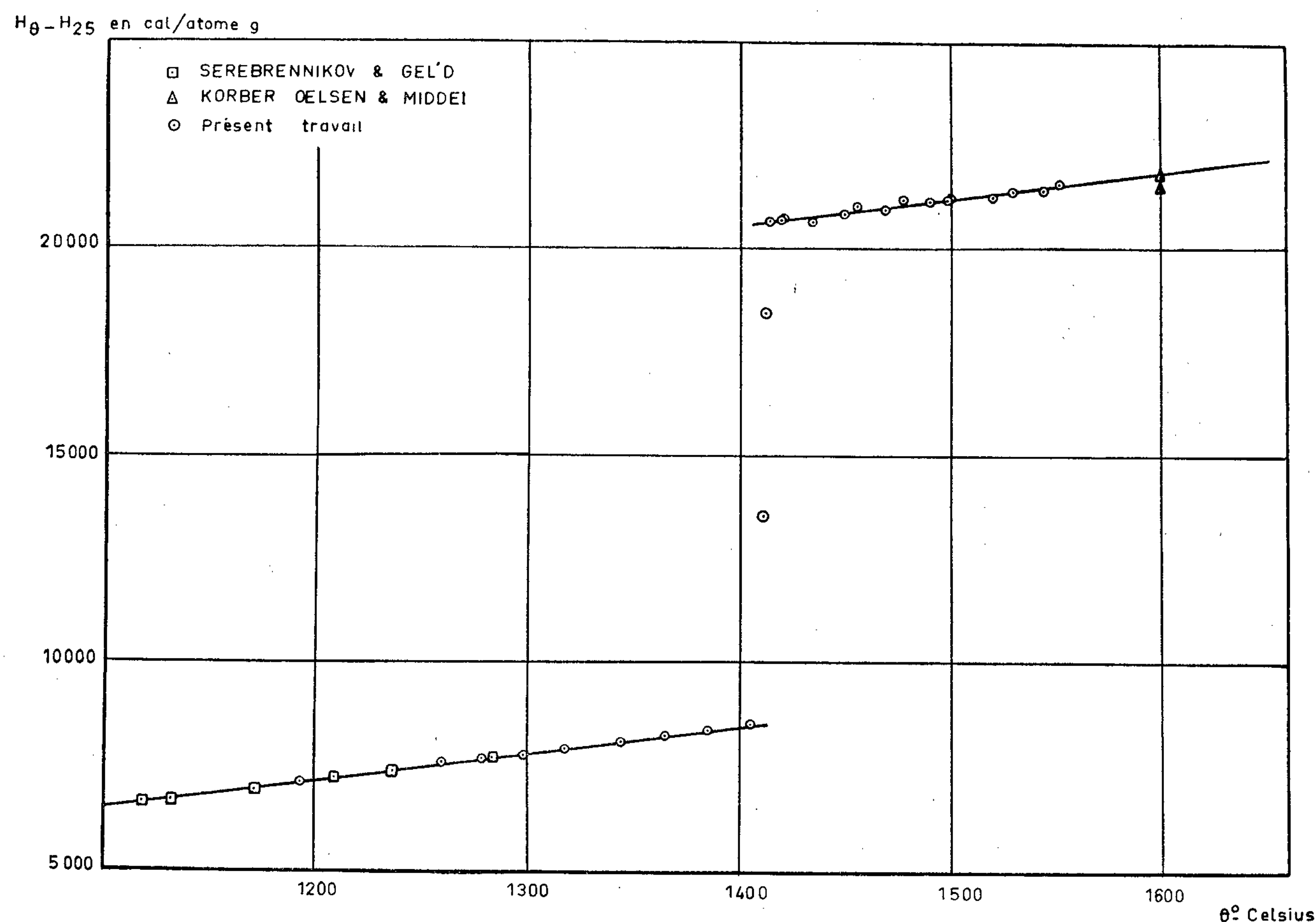
L'appareil utilisé pour ces mesures, précédemment décrit ([3]), est constitué d'un four dans lequel l'échantillon est porté à la température requise et d'un calorimètre adiabatique, où la quantité de chaleur qu'il a emmagasinée est mesurée.

En raison de l'incompatibilité entre le silicium et la plupart des substances réfractaires (métaux, oxydes) et malgré les inconvénients prévisibles dus aux transformations allotropiques, la silice parut être le matériau le plus intéressant pour la réalisation de la capsule. Celle-ci, réalisée en verre de silice très pure, reçoit une quantité connue de Si, est emplie d'hélium, puis scellée.

Au-dessus de 1300° C, après la mesure calorimétrique, la capsule de silice présente des signes de dévitrification d'autant plus accusés que la température maximum atteinte est plus élevée. Mais la transformation silice vitreuse-cristoballite n'a lieu qu'à la surface de la capsule sur une épaisseur au plus égale à 0,2 mm, soit moins du dizième de son poids total. Or, les enthalpies des différentes variétés de silice diffèrent peu entre elles à la même température, supérieure à 1300° C (1,4 % entre silice vitreuse et cristoballite β à 1500° C). L'effet thermique dû à la transformation $\beta - \alpha$ de la cristoballite, se produisant au cours du refroidissement dans le calorimètre, est également faible : 200 cal/mol. Cependant, on a préféré éliminer les corrections éventuelles en considérant la capacité calorifique du silicium à une température donnée comme étant la différence entre celles de deux capsules, l'une pleine, l'autre vide, de forme et poids identiques. Chacune des valeurs portées sur la figure 1 est donc le résultat de deux mesures successives à la même température θ° C repérée dans l'échelle internationale de 1948. Elles sont exprimées en variation d'enthalpie $H_\theta - H_{25}$ en calories par atome-gramme de silicium, en prenant 28,06 g pour la masse atomique de Si. Sur ce graphique, on a aussi indiqué les résultats de N. N. Serebrennikov et P. V. Gel'd au-dessus de 1100° C, ceux de F. Körber et W. Oelsen ([4]), W. Oelsen et W. Middel ([5]), obtenus à 1600° C sur du silicium technique (97 à 98 % Si).

L'examen de la figure 1 montre un bon accord entre les mesures de N. N. Serebrennikov et P. V. Gel'd et les nôtres dans le domaine où elles se chevauchent. On notera que la moyenne des valeurs obtenues par

K. Körber, W. Oelsen et W. Middel (21736 cal/at.-g) est un peu plus faible que celle obtenue en extrapolant la courbe ci-dessus à 1600° C (21816 cal/at.-g). Nos mesures peuvent être résumées par deux fonctions



Enthalpie du silicium en fonction de la température.

linéaires représentant respectivement l'enthalpie du Si liquide et celle du Si solide dans chacun des domaines de température étudiée. Le calcul des droites de régression conduit aux deux relations suivantes avec un écart-type de 0,4 % :

1° Silicium solide ($\theta < 1200°$ C) $H_\theta - H_{25} = 6{,}53\,\theta - 652$ en cal/at.-g;

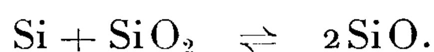
2° Silicium liquide ($\theta < 1550°$ C) $H_\theta - H_{25} = 6{,}12\,\theta + 12\,024$ en cal/at.-g.

Les deux points situés entre les deux droites de la figure 1, correspondent vraisemblablement à l'introduction dans le calorimètre d'un mélange solide-liquide et permettent de préciser le point de fusion du silicium et de proposer $1412 \pm 2°$ C. Cette valeur présente un accord satisfaisant avec les déterminations les plus récentes de F. Hoffmann et A. Schulze [6] : $1410 \pm 2°$ C et de M. L. Gayler [7] : $1415 \pm 2°$ C, sur du silicium à 99,9 %.

L'écart à 1412° C entre les deux fragments de droite de la figure 1 représente l'enthalpie de fusion du silicium. Le calcul à partir des relations 1 et 2 conduit à $12\,095 \pm 100$ cal/at.-g. F. Körber et W. Oelsen

avaient trouvé 11100 ± 400 cal/at.-g (4), mais sur un produit technique à 98 % Si.

On a examiné la possibilité de formation de monoxyde de silicium SiO au cours du maintien à température élevée du silicium dans la capsule de silice suivant le mécanisme :



$$Si + SiO_2 \rightleftharpoons 2SiO.$$

En fait, on a constaté l'existence d'un film brunâtre déposé sur la paroi intérieure de la capsule, ou dans une cavité du petit lingot de Si. L'examen aux rayons X de ce dépôt a montré qu'il s'agissait d'un mélange de silicium et de cristoballite α et aucune autre raie étrangère à ces deux substances ne fut détectée. La quantité de matière constituant ce dépôt a pu être évaluée à environ 0,2 mg dans une capsule portée à 1552° C et contenant 2 g de Si. Si l'on admet que ce dépôt provient de la décomposition du SiO gazeux formé à cette température, les données de N. C. Tombs et A. J. E. Welch (7) conduisent à 0,1 mg de SiO. C'est bien le même ordre de grandeur, et la correction à apporter aux mesures d'enthalpie est tout à fait négligeable. Des expériences au voisinage de 1500° C furent faites avec des temps de séjour de la capsule dans le four de 1 et 2 h. Les valeurs correspondantes d'enthalpie ne présentaient pas de différences significatives. Ces constatations infirment l'opinion de M. H. Hoch et H. L. Johnston (9) suivant laquelle un mélange de silicium et de silice serait transformé au-dessus de 1250° C en SiO cristallisé.

(1) *Ann. Phys.*, **70**, 1923, p. 303-331.
(2) *Doklady Akad. Nauk. S. S. S. R.*, **87**, 1952, p. 1021-1024.
(3) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 891.
(4) *Mitt. aus dem K. W. I. f. Eisenf.*, **18**, 1936, p. 110.
(5) *Mitt. aus dem K. W. I. f. Eisenf.*, **19**, 1937, p. 5.
(6) *Metallwirtschaft*, **17**, 1938, p. 3.
(7) *Nature*, **142**, 1938, p. 478.
(8) *J. Iron and Steel Inst.*, **172**, 1952, p. 69.
(9) *J. Amer. Chem. Soc.*, **75**, 1953, p. 5224.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Activité thermodynamique du phosphore dans les alliages fer-phosphore liquides à 1 600° C.* Note (*) de M. **Georges Urbain**, présentée par M. Georges Chaudron.

Par la méthode du coefficient de partage, on obtient les activités du phosphore dissous dans le fer et les fontes liquides. Aux teneurs supérieures à 4 % en poids, le phosphore dissous présente une déviation importante par rapport à l'idéalité à 1 600° C.

Il n'existe pas actuellement de données expérimentales directes sur l'activité thermodynamique du phosphore dissous dans le fer et les fontes liquides malgré

une bonne connaissance des diagrammes de phases et des solubilités respectives du carbone et du phosphore. Pour ces mesures nous utilisons la méthode du coefficient de partage du phosphore entre deux liquides non miscibles : une phase FeP ou FeCP et une phase argent. Cette méthode a déjà été appliquée avec succès par J. Chipman et J. C. Fulton (¹) puis par J. Chipman et T. Floridis (²) pour le silicium et l'aluminium dissous dans le fer et les fontes. Le passage du phosphore de la fonte à l'argent peut être considéré comme le résultat de la réaction $P_{Ag} \rightleftharpoons P_{Fe}$, caractérisée par une constante d'équilibre :

$$K_{(T)} = \frac{a_P^{Fe}}{a_P^{Ag}} \qquad \text{à } T^0 = 1\,823^\circ K,$$

où a_P^{Fe} et a_P^{Ag} sont les activités du phosphore respectivement dans le fer et l'argent. En faisant intervenir les fractions molaires et les coefficients d'activités, on obtient

$$N_P^{Fe}\gamma_P^{Fe} = K_{(T)} N_P^{Ag}\gamma_P^{Ag}.$$

Cette relation fournit le coefficient d'activité du phosphore dans la phase fer (γ_P^{Fe}) pour un choix convenable des états standards, par la mesure des concentrations (N_P^{Fe} et N_P^{Ag}) et celle du coefficient d'activité γ_P^{Ag} du phosphore dans l'argent. Pour préciser ce dernier point, il était nécessaire d'étudier le système P—Ag aux très faibles concentrations en P correspondant à celles obtenues avec les essais de répartition. Une étude des abaissements des températures de solidification commençante d'alliages argent-phosphore (de $N_P^{Ag} = 0,0001$ à $N_P^{Ag} = 0,003$) permet de vérifier que l'argent suit bien la loi de Raoult. Donc, dans ce domaine de concentration intéressant les répartitions, le soluté (P) garde une activité proportionnelle à sa concentration (loi de Henry). Nous prenons comme état standard pour le phosphore ses solutions infiniment diluées dans le fer et l'argent. Avec ce choix des états de référence $a_P \rightarrow N_P$ et $\gamma_P = 1$ lorsque $N_P \rightarrow 0$, il est possible d'atteindre expérimentalement la constante $K_{(T)}$ par passage à la limite $N_P \rightarrow 0$. Nous avons alors tous les éléments du calcul de γ_P^{Fe}.

Pour obtenir des échantillons et des analyses reproductibles il est indispensable de respecter les points suivants :

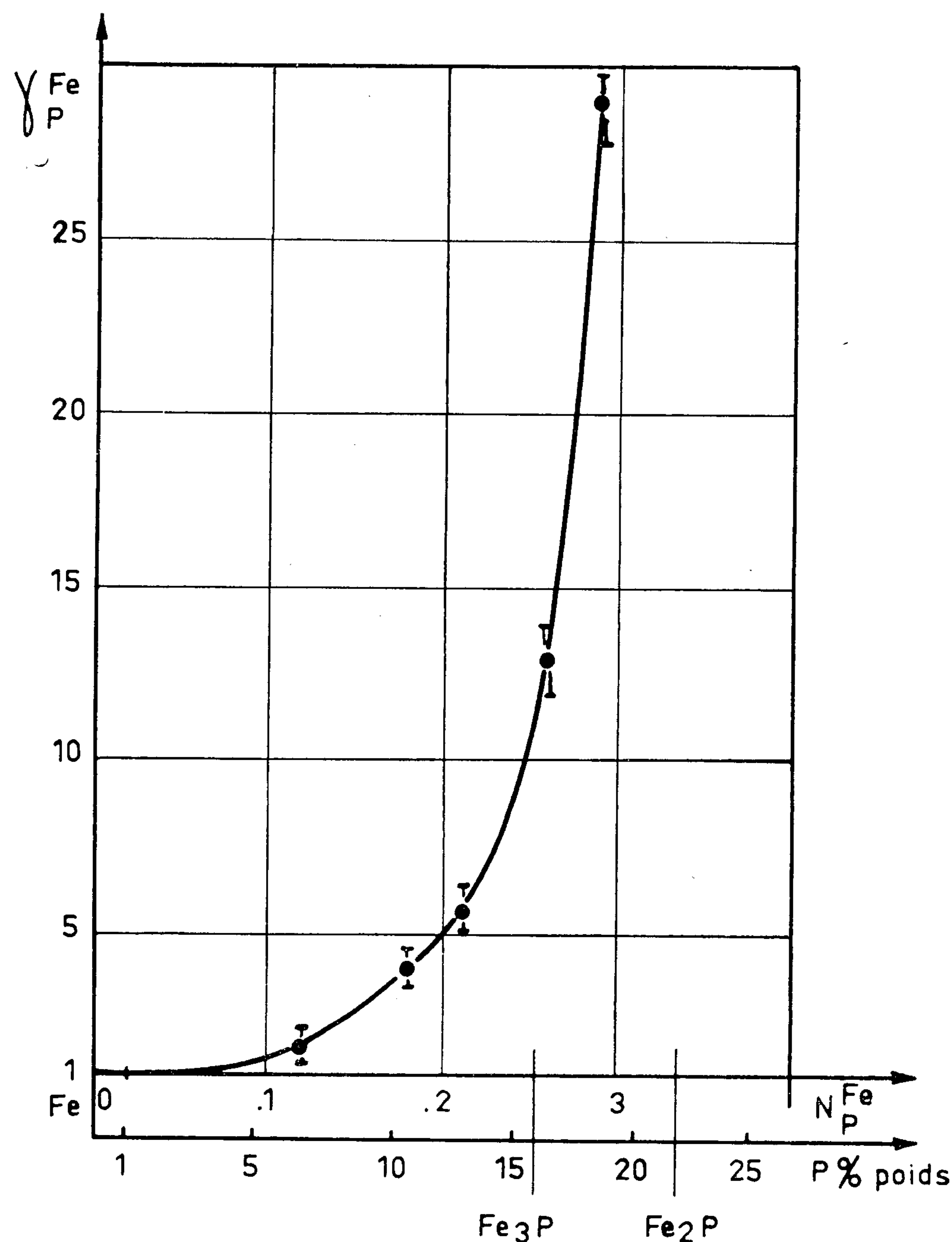
— avoir un équilibre entre les deux métaux liquides situés dans un creuset réfractaire;

— prélever à 1 600° C des échantillons trempés des deux phases;

— doser dans l'argent des teneurs en phosphore de l'ordre de 0,2 à 0,001 % en poids.

Pour satisfaire au premier point, par exemple, il était nécessaire de vérifier par des durées de chauffage différentes et par des teneurs en P initiales différentes, que l'on avait bien atteint l'équilibre. Le dosage des traces de phosphore dans l'argent a demandé la mise au point d'une méthode spécia-

lement adaptée. Les très faibles quantités de phosphore dissous dans l'argent, rendent illusoires les mesures directes de l'activité de P dans FeP ou les fontes, lorsque la teneur en phosphore est inférieure à 4 %



COEFFICIENT D'ACTIVITÉ DU PHOSPHORE

environ. Cette restriction n'est pas très grave au point de vue pratique, car il est possible de contrôler par deux résultats indépendants l'allure de la courbe (γ_P^{Fe}, N_P^{Fe}) (*fig.* 1), au voisinage de l'origine. Dans une étude des pressions de vapeur du phosphore et du fer au-dessus d'une série d'alliages FeP, A.-A. Granovskaya et A.-P. Lioubimov ([3]) montrent que l'activité du phosphore reste proportionnelle à sa concentration jusqu'à une fraction molaire égale à $N_P^{Fe} = 0{,}02$, soit environ 1 % en poids (limite des

mesures publiées). D'autre part, l'étude de l'équilibre phosphore-oxygène dans le fer conduit J.-B. Bookey, F.-D. Richardson et A.-J.-E. Welch ([4]) à prouver par une voie indirecte mais très efficace l'idéalité du comportement de P en solution diluée dans Fe. Cette vérification est faite pour des alliages FeP contenant respectivement 0,03, 0,1, 0,8 % en poids de P. Ces recoupements, joints à nos résultats expérimentaux, permettent de tracer sans ambiguïté l'évolution du coefficient d'activité du phosphore dans le fer liquide. Des essais sur des alliages FeCP n'ont montré aucune influence significative du carbone avec 4 et 6 % de phosphore. Il n'est pas impossible que l'influence du carbone devienne notable aux très faibles teneurs en phosphore; ce domaine n'est pas actuellement accessible à la méthode des coefficients de partages.

(*) Séance du 11 février 1957.

([1]) J. CHIPMAN, J.-C. FULTON, N. GOKCEN et G. R. CASKEY, *Acta Metallurgica*, **2**, 1954, p. 439.

([2]) *Acta Metallurgica*, **3**, 1955, p. 456,

([3]) *Papiers de l'Institut de l'Acier*, Moscou, **32**, 1954, p. 79-96.

([4]) *J. Iron and Steel Institute*, **171**, 1952, p. 404.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Méthode générale de préparation des aérosols par combustion de la cellulose.* Note (*) de M. **JEAN LOISELEUR** et Mlle **LILIANE CATINOT**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Au cours de la combustion d'une cellulose imprégnée de certaines molécules organiques, les molécules d'eau provenant de la combustion se fixent sur ces molécules en fusion, ce qui leur permet d'être entraînées avec les produits de la combustion, en formant un aérosol.

Les aérosols, qui ne constituent pas seulement une suspension moléculaire dans l'air, se distinguent de la vaporisation par leur stabilité à la température ordinaire et par ce fait que cette stabilité résulte de l'intervention d'une molécule adjuvante. Un exemple typique d'aérosol est représenté par le brouillard, qui peut tenir en suspension des particules de charbon, des poussières et même des microbes; dans ce cas du brouillard, la molécule adjuvante est constituée par l'eau.

En conservant l'eau comme molécule adjuvante, il est très facile de proposer une méthode générale de préparation des aérosols. Il suffit de provoquer la combustion d'une cellulose dans laquelle a été incorporée la molécule organique que l'on se propose de disperser. Au cours de la progression de la combustion vers les fibres cellulosiques encore intactes et recouvertes de la molécule organique, la température s'élève vers le point de fusion de cette dernière; mais, au même moment, la cellulose, située dans une zone antérieure, est carbonisée et décomposée en CO_2

et H_2O. Parmi toutes les éventualités possibles, un certain nombre de ces molécules d'eau néoformées ($1,8.10^{22}$ mol pour 1 g de cellulose) peuvent se fixer, au moment même de leur formation, sur les molécules organiques en fusion. Si leur densité est voisine de l'unité et si elles sont entièrement recouvertes de molécules d'eau, elles peuvent se comporter comme les molécules d'eau vaporisées et être entraînées avec les produits de la combustion, en constituant un aérosol. Si, par exemple, la cellulose a été imprégnée avec 30 mg (par gramme de cellulose) d'une molécule organique de P. M. 100, une centaine de molécules d'eau de combustion sont disponibles pour tapisser chacune des molécules organiques. Par contre, si l'on augmente la concentration des molécules organiques dans la cellulose, l'eau de combustion devient insuffisante pour former un aérosol.

Un grand nombre de molécules organiques, même des acides aminés, peuvent être ainsi transformées en aérosols, à condition de rester stables à leur point de fusion et se prêter à un revêtement suffisant de molécules d'eau.

Les matières colorantes permettent de donner un exemple très démonstratif, en utilisant le tabac comme support cellulosique. 1 g de tabac est immergé, pendant 10 mn à 50°, dans une solution alcoolique contenant 1 g du colorant dans 25 cm^3 de la solution. Après essorage et séchage, le tabac est tassé dans un tube disposé de façon à envoyer la fumée dans une fiole contenant 10 cm^3 d'alcool. La combustion est réglée pour une durée de 15 mn, par une aspiration automatique; mais l'aérosol barbote pendant 1 mn seulement, ce qui évite l'accumulation des goudrons. Le transport de la substance par l'aérosol se constate directement par la coloration qui apparaît dans le tube; dans certains cas même, la fumée est directement colorée : fumée jaune avec l'acide picrique et l'auramine, fumée rosâtre avec le rouge neutre, fumée bleu-verdâtre avec le bleu de méthylène. Pour ceux des colorants qui constituent des indicateurs de pH, la solution dans laquelle l'aérosol a été recueilli présente lès virages caractéristiques (tableau).

Aérosols des matières colorantes.

	Couleur de la fumée.	Couleur de la solution où l'aérosol a été recueilli.
Acide picrique	Jaune	Jaune
Jaune Martius	–	»
Tartrazine	–	»
Auramine	Jaune	»
Bleu de méthylène	Bleu-verdâtre	Coloration bleue se développant au contact de l'air
Rouge neutre	Rosâtre	Rouge par acidification
Phénolphtaléine	–	Rose par alcalinisation

(*) Séance du 11 février 1957.

CHIMIE CRISTALLOGRAPHIQUE. — *Sur la structure de la forme cristalline triclinique du sélénoindigo*. Note (*) de Mme **Hélène von Eller**, présentée par M. Paul Pascal.

Le sélénoindigo se présente sous trois formes cristallines différentes dont deux appartiennent au système monoclinique et une au système triclinique [1]. Pour les deux premières formes, la détermination du groupe spatial a permis de conclure à la configuration trans des molécules dans le cristal. En ce qui concerne la troisième forme, le nombre de molécules dans la maille triclinique coïncide avec le nombre d'unités asymétriques exigé par le groupe spatial. Aucune restriction de symétrie n'est requise pour les molécules, donc aucune information sur leur configuration ne peut en être déduite. Nous avons voulu lever cette indétermination par l'étude de la projection de la structure sur le plan (100).

Sur la projection de Patterson yOz apparaissent nettement, en position générale, deux sommets « doubles » et deux sommets « simples » relatifs au sélénium. Ces derniers, dont les coordonnées sont

$$v_1 = -0,046, \qquad w_1 = 0,247,$$
$$v_2 = -0,372, \qquad w_2 = 0,1103$$

correspondent à deux interdistances entre atomes de sélénium centro-

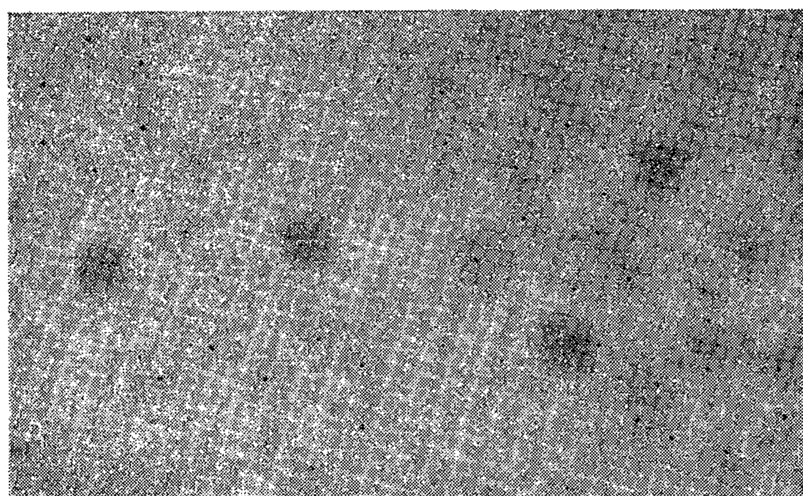


Fig. 1.

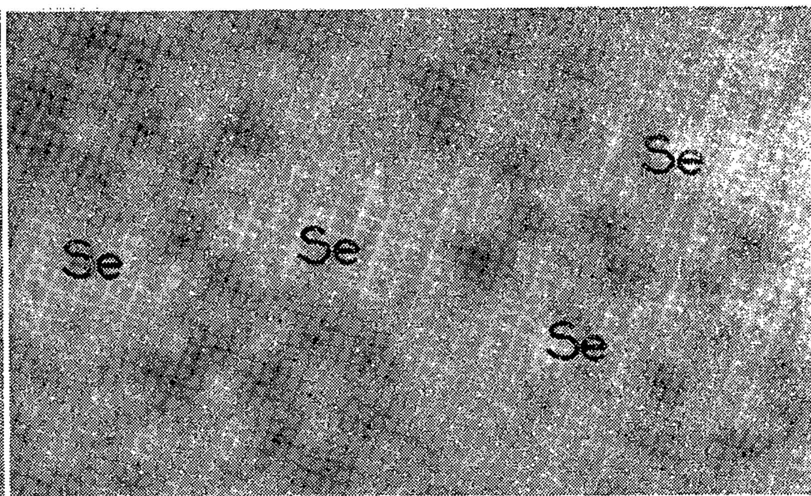


Fig. 2.

symétriques. Si l'on convient de prendre, pour le premier atome, les coordonnées

$$y_1 = \frac{v_1}{2} = -0,023, \qquad z_1 = \frac{w_1}{2} = 0,1235,$$

seules les coordonnées du second

$$y_2 = \frac{v_2}{2} = -0,186, \qquad z_2 = 0,5 + \frac{w_2}{2} = 0,555$$

répondent de l'emplacement des sommets « doubles » de Patterson.

Avec une hypothèse de signes des F_{0kl} déduite uniquement de la position des atomes lourds, on calcule la première projection de densité électronique sur laquelle apparaissent les deux molécules de sélénoindigo, chacune possédant un centre de symétrie, donc en configuration trans.

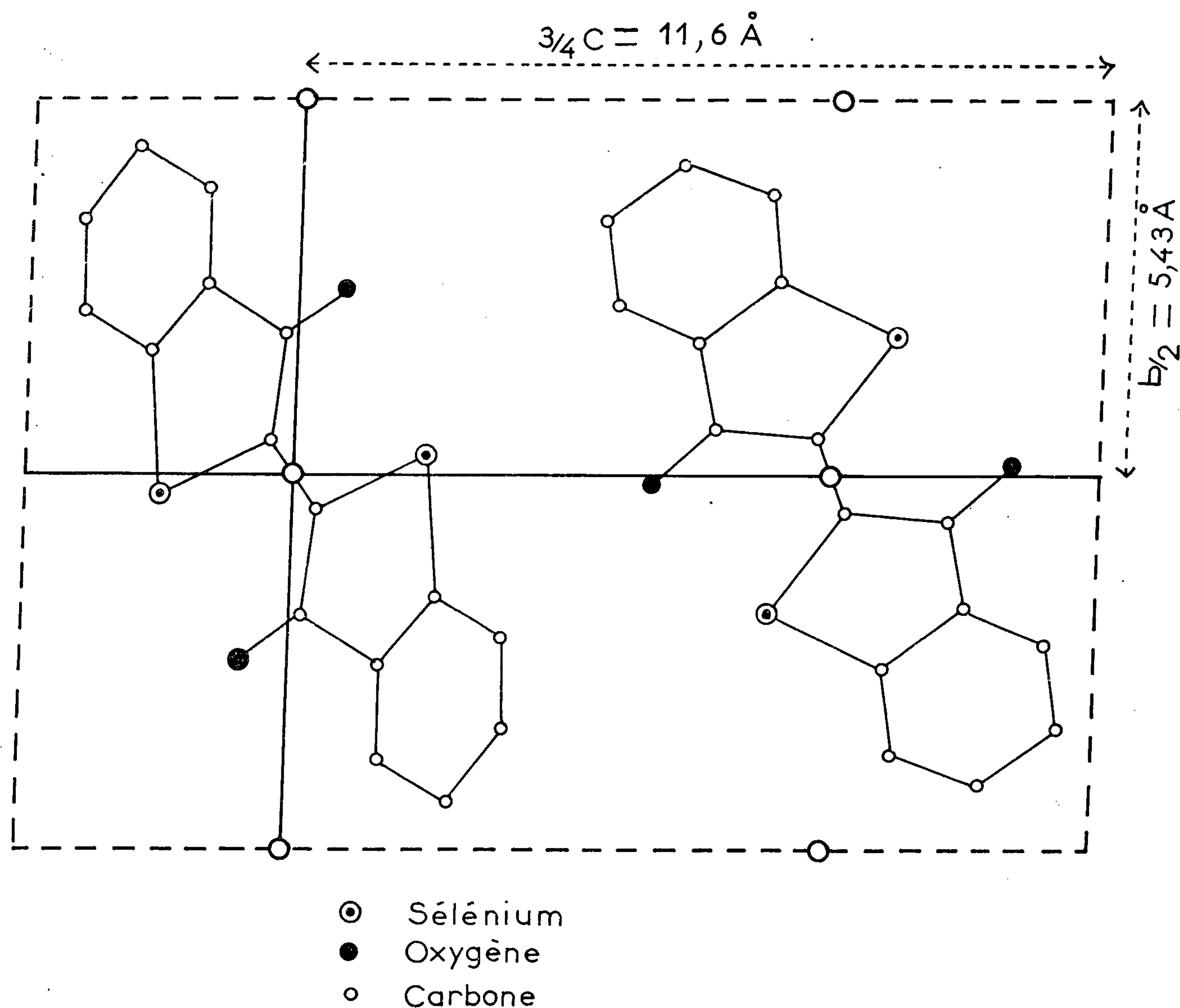


Fig. 3.

Les figures 1, 2 et 3 représentent la projection de densité électronique $y\mathrm{O}z$, à l'état définitif. Sur la figure 2, l'atome de sélénium a été soustrait par voie mathématique de façon à faire émerger la partie organique de la molécule.

Les positions assignées à tous les atomes de sélénium, carbone et oxygène sont corroborées par un bon accord entre les valeurs calculées au moyen du photosommateur harmonique et les valeurs expérimentales des 350 facteurs de structure d'indice $h0l$.

(*) Séance du 11 février 1957.

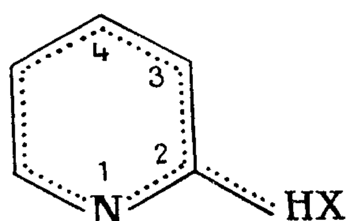
(1) H. von Eller, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1955, p. 1426.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Théorie des mécanismes des réactions : sur l'estimation des barrières de potentiel intervenant dans l'étude de la réactivité chimique des aza-dérivés des acènes.* Note (*) de M. **Odilon Chalvet**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans le cas des hydrocarbures alternants pairs, il a été montré [1] que l'ordre dans lequel se classent les hauteurs des barrières de potentiel était identique lorsqu'on utilise pour le calcul de l'énergie introduite par le système Π du complexe intermédiaire, soit le procédé de Wheland [2] qui élimine du système Π les atomes attaqués au cours d'une réaction chimique, soit le procédé de Muller, Pickett et Mulliken [3] qui introduit ces atomes et même une partie du réactif au moyen d'une technique s'apparentant à celle de l'hyperconjugaison.

Pour continuer cette étude et voir si ce parallélisme se généralise dans le cas où les molécules comportent un hétéroatome, nous avons calculé selon la dernière technique les contributions du système Π aux hauteurs des barrières de potentiel au cours de réaction de substitution sur les composés suivants : pyridine, quinoléine, isoquinoléine, 1-aza-anthracène, 2-aza-anthracène, acridine.

Le système Π du complexe intermédiaire formé lors d'une réaction de substitution par un réactif X sur le sommet 2 de la pyridine peut être représenté par le schéma suivant :



Dans nos calculs, nous utilisons les mêmes paramètres que dans le cas des hydrocarbures, soit :

$$\alpha_{C_2} = \alpha_C, \qquad \beta_{C-XH} = 2\beta_{C-C}, \qquad \alpha_{XH} = \alpha_C - 0,5\beta_{C-C}.$$

L'atome d'azote est caractérisé par le paramètre coulombien :

$$\alpha_N = \alpha_C + \beta_{C-C}.$$

Les figures suivantes résument les résultats obtenus dans le cas d'une attaque radicalaire; en regard, on a fait figurer les valeurs correspondantes obtenues par le procédé de Wheland.

Dans la troisième colonne, on donne l'ordre dans lequel se classent les réactivités des divers sommets de ces molécules : la première ligne se

rapporte au cas où l'on tient compte de l'hyperconjugaison, la deuxième ligne se rapporte au cas où l'on ne tient pas compte de l'hyperconjugaison.

Valeur du coefficient de $-\beta$ dans la contribution du système II aux barrières de potentiel lors d'une attaque par un réactif radicalaire en tenant compte de l'hyperconjuguaison.	Valeur du coefficient de $-\beta$ dans la contribution du système II au barrières de potentiel lors d'une attaque par un reactif radicalaire sans tenir compte de l'hyperconjuguaison.	
N (1); 4 : -1,8244; 3 : -1,7858; 2 : -1,8490	(4) N (1); 4 : 2,54; 3 : 2,54; 2 : 2,45	2 > 4 > 3 2 > 4 = 3
N (1); 5 : -1,9674; 4 : -1,9637; 6 : -1,8241; 3 : -1,8235; 7 : -1,8546; 8 : -1,8774; (8) : -1,9456	(4) N (1); 5 : 2,31; 4 : 2,21; 6 : 2,49; 3 : 2,50; 7 : 2,49; 2 : 2,47; 8 : 2,33	3 > 6 > 7 > 2 > 8 > 4 > 5 6 = 7 > 3 > 2 > 8 > 5 > 4
N (1); 4 : -1,9528; 3 : -1,9518; 5 : -1,8546; 2 : -1,8776; 6 : -1,8282; 7 : -1,9714; 8 : -1,9949	N (1); 4 : 2,3032; 3 : 2,3114; 5 : 2,4702; 2 : 2,3744; 6 : 2,4794; 7 : 2,2867; 8 : 2,2219	6 > 5 > 2 > 3 > 4 > 7 > 8 6 > 5 > 2 > 3 > 4 > 7 > 8
N (1); 5 : -3,9279; 6 : -4,1437; 4 : -3,8820; 3 : -3,9202; 2 : -4,0072	(5) N (1); 5 : 1,62; 6 : 1,324; 4 : 1,81; 3 : 1,925; 2 : 1,66	5 > 1 > 4 > 2 > 3 5 > 4 > 1 > 3 > 2
N; 5 : -4,0296; 4 : -4,1810; 3 : -4,0111; 6 : -3,8767; 2 : -3,8766; 7 : -3,8928; 1 : -3,9025; 8 : -4,0091; 9 : -4,1632	(5) N; 5 : 1,849; 4 : 1,511; 3 : 1,757; 6 : 1,939; 2 : 1,351; 7 : 1,922; 1 : 1,893; 8 : 1,747; 9 : 1,	4 > 9 > 5 > 3 > 8 > 1 > 7 > 2 > 6 4 > 9 > 8 > 3 > 5 > 1 > 7 > 6 > 2
N; 4 : -4,0100; 3 : -4,1687; 2 : -4,0090; 5 : -3,8902; 1 : -3,9104; 6 : -3,8760; 7 : -4,0185; 8 : -4,1823; 9 : -4,0413	(5) N; 4 : 1,781; 3 : 1,569; 2 : 1,793; 5 : 1,975; 1 : 1,868; 6 : 1,973; 7 : 1,774; 8 : 1,552; 9 : 1,693	8 > 3 > 9 > 7 > 4 > 2 > 1 > 5 > 6 8 > 3 > 9 > 7 > 4 > 2 > 1 > 6 > 5

On peut voir que si l'accord entre les deux méthodes est moins satisfaisant que dans le cas des hydrocarbures, l'ordre des barrières de potentiel reste cependant sensiblement le même.

Nous avons vérifié que l'on arrive aux mêmes conclusions dans le cas d'attaque par des réactifs nucléophiles ou électrophiles.

(*) Séance du 4 février 1957.

(1) O. Chalvet et R. Daudel, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 413.

(2) *J Amer. Chem. Soc.*, **64**, 1942, p. 900.

(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, **76**, 1954, p. 4770.

(4) C. Sandorfy et P. Yvan, *Bull. Soc. Chim.*, **17**, 1950, p. 131.

(5) I. Samuel, *Comptes rendus*, **231**, 1950, p. 1146 et Communications privées.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les arséniates d'ammonium. Étude du système* $(NH_4)_2O—As_2O_5—H_2O$ *à* 20°. Note (*) de MM. **Cyrille Duc-Maugé** et **Henri Guérin**, présentée par M. Paul Lebeau.

Nous avons confirmé l'existence des orthoarséniates monoammonique anhydre, biammonique anhydre, triammonique trihydraté, en établissant leurs domaines de stabilité, et avons caractérisé pour la première fois le triarséniate monoammonique tétrahydraté et le biarséniate monoammonique pentahydraté.

Les arséniates d'ammonium n'avaient fait l'objet jusqu'ici d'aucune étude systématique; seuls étaient connus les orthoarséniates mono-, bi- et triammoniques étudiés par A. de Passillé (1).

Dans ces conditions, il nous a paru intéressant de procéder sur le système $(NH_4)_2O—As_2O_5—H_2O$ à une étude comparable à celles que nous avons déjà effectuées sur d'autres arséniates, en particulier sur ceux de sodium et de potassium (2) et (3).

Quoique très solubles, les arséniates d'ammonium ne fournissent pas comme ceux de potassium, des solutions très denses et visqueuses et leur étude ne présente pas de difficultés particulières si l'on se limite, comme nous l'avons fait, à la pression atmosphérique.

L'analyse des solutions basée sur l'iodométrie de l'acide arsénique et la distillation de l'ammoniaque en présence de soude, d'une part, et la caractérisation des phases solides par la méthode des restes, d'autre part, nous ont permis d'établir le diagramme d'équilibre à 20° et de tirer les conclusions suivantes :

1° Au contact de solutions très acides dont la teneur en As_2O_5 est comprise entre 70 et 72,5 %, c'est-à-dire supérieure à la solubilité de l'anhydride arsénique, et pour une teneur en $(NH_4)_2O$ allant de 0 à 1,45 %, la phase solide stable est l'hydrate $As_2O_5.4H_2O$.

2° Pour des teneurs en As_2O_5 variant entre 72,5 et 70 % et des teneurs en $(NH_4)_2O$ de 1,45 à 2,7 %, l'arséniate d'ammonium stable est le triarséniate monoammonique tétrahydraté : $(NH_4)_2O.3As_2O_5.4H_2O$, non signalé jusqu'ici et en tous points comparable aux sels homologues de sodium et en potassium récemment caractérisés au laboratoire (3) et (4).

3° Entre 70 et 61,1 % de As_2O_5, 4,7 et 2,7 % de $(NH_4)_2O$, apparaît le biarséniate monoammonique pentahydraté : $(NH_4)H_5As_2O_8$. Ce sel inconnu jusqu'ici est constitué par de gros cristaux actifs sur la lumière polarisée, analogue à ceux des divers biarséniates monométalliques isolés précédemment.

4° L'orthoarséniate monoammonique anhydre : $(NH_4)H_2AsO_4$ a un domaine de stabilité très étendu [61,1 ; 20,8 et 41,1 % en As_2O_5 ; 4,7 ; 4,65 et 15 % en $(NH_4)_2O$]. Pour le rapport $(NH_4)_2O/As_2O_5 = 1$, la courbe d'équilibre présente un point singulier correspondant à la solubilité de ce sel qui atteint 40 g pour 100 g d'eau.

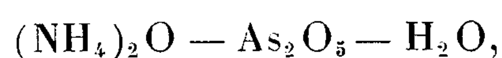
5° L'orthoarséniate biammonique anhydre : $(NH_4)_2HAsO_4$ a, par contre, un domaine très réduit (41,1 à 32 % en As_2O_5) dans lequel la teneur en $(NH_4)_2O$ des solutions reste sensiblement constante et égale à 14,9 %. Ce sel n'est pas hydrolysable, sa solubilité est de 100 g dans 100 g d'eau. Le point double avec l'orthoarséniate triammonique est presque situé sur la droite de rapport $(NH_4)_2O/As_2O_5 = 2$, comme c'est d'ailleurs le cas pour le phosphate biammonique ([5]).

6° L'orthoarséniate triammonique trihydraté : $(NH_4)_3AsO_4.3H_2O$, existe dans un très grand domaine de stabilité. Il présente un minimum très net de solubilité pour un rapport $(NH_4)_2O/As_2O_5$ légèrement supérieur à 3. Sa solubilité est de 34 g pour 100 g d'eau.

Nous nous sommes limités à une teneur en $(NH_4)_2O$ de 40 % (0,15 % en As_2O_5), au-delà de laquelle il conviendrait d'opérer sous pression.

A l'exception du domaine très acide dans lequel nous avons caractérisé un arséniate auquel ne correspond aucun phosphate connu jusqu'ici, ce diagramme est absolument comparable à celui des phosphates d'ammonium ([5]); si l'on exprime les compositions des solutions en molécules d'arséniate ou de phosphate par molécule d'eau, on trouve, en effet, deux diagrammes superposables.

En résumé, l'établissement du diagramme d'équilibre du système



$$(NH_4)_2O - As_2O_5 - H_2O,$$

nous a permis de déterminer les conditions d'existence des orthoarséniates mono- et biammoniques anhydres, de l'orthoarséniate triammonique trihydraté, et de caractériser pour la première fois les sels suivants : le biarséniate monoammonique pentahydraté et le triarséniate monoammonique tétrahydraté.

(*) Séance du 11 février 1957.

([1]) *Ann. Chim.*, 5, 1936, p. 85.

([2]) H. Guérin et C. Duc-Maugé, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2409.

([3]) H. Guérin, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 156.

([4]) M^lle P. Mattrat, C. Duc-Maugé et H. Guérin, Communication Soc. Chim. Nancy. *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 249.

([5]) B. A. Mouromtzev et L. A. Nazarova, *Bull. Acad. Sc. U. R. S. S.*, Classe Sc. Math. Nat. Sc. Chem., n° 1, 1938, p. 177-184.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la condensation du glyoxal avec l'ester acétylacétique.* Note (*) de Mme **Marguerite Selim-Dorgans**, MM. **Mohamed Selim** et **Henry Gault**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans une Note précédente ([1]), nous avons exposé les premiers résultats de nos recherches sur la condensation du glyoxal avec l'ester acétylacétique et indiqué la formation d'un composé cristallin (III) (F 121°), de formule brute $C_{14}H_{20}O_7$ auquel nous avons attribué la structure suivante :

```
                                    COOC2H5
                   O                  |
     CH3—C  ⁄     \  CH———————CH
          ‖          |                |
C2H5OOC—C——————CHOH   CO
                                      |
                                     CH3
               (III)
```

Traité par l'acide sulfurique à 50 % en poids, ce composé perd une molécule d'eau. Après traitement et distillation, on recueille une fraction unique ($\acute{E}_{0,1}$ 145°) (Rdt 90 %), jaune très pâle, de formule brute $C_{14}H_{18}O_6$ et répondant à la formule de constitution

```
                                   COOC2H5
                   O                  |
     CH3—C  ⁄     \  C———CH
          ‖          ‖                |
C2H5OOC—C——————CH     CO
                                      |
                                     CH3
               (IV)
```

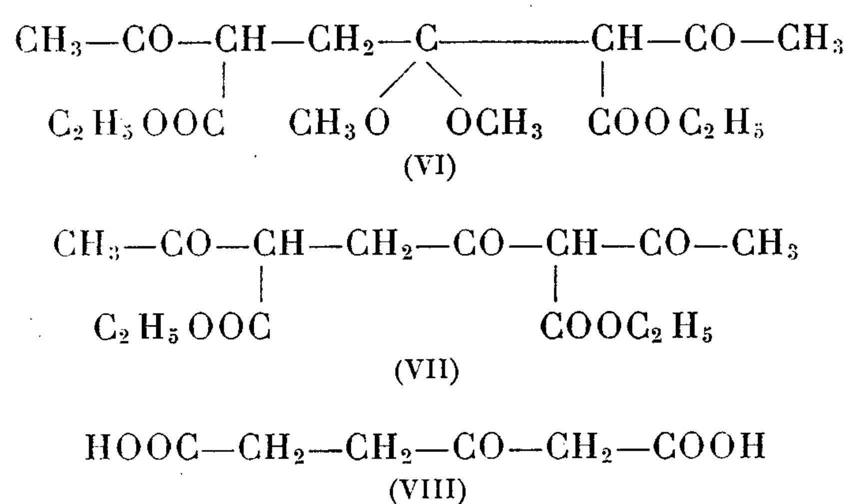
Ce produit diffère de celui que Polonowsky ([2]) décrit dans son Mémoire relatif à la condensation du glyoxal avec l'ester acétylacétique. En effet, alors que le composé auquel cet auteur assigne la formule brute $C_{14}H_{18}O_6$ et la formule développée (IV) est insoluble dans les alcalis, celui que nous avons isolé est, au contraire, soluble et conduit, après traitement par la potasse à froid et acidification chlorhydrique consécutive, au méthyl-5 furanne méthyloïque-4 éthyloïque-2 ou *acide méthronique* (V). $C_8H_8O_5$ (F 207°) (Rdt sensiblement quantitatif)

```
                O
  CH3—C  ⁄     \  C—CH2—COOH
        ‖         ‖
  HOOC—C—————CH
             (V)
```

Cet acide, obtenu pour la première fois par Polonowsky sans qu'il ait pu préciser le processus de sa formation puisqu'il n'avait pas isolé les produits

intermédiaires que nous avons décrits, a été ensuite préparé, par condensation de l'acide succinique avec l'ester acétylacétique, par Fittig qui lui a d'abord attribué une structure cyclopenténonique avant de lui reconnaître ([3]) et ([4]) la structure furannique proposée par Polonowsky. Nous avons nous-mêmes vérifié récemment cette structure par voie spectrophotométrique (infrarouge).

En soumettant à une ébullition prolongée la solution méthanolique du composé (IV), acidifiée par de l'acide chlorhydrique (1 % en poids du méthanol), on ouvre le cycle furannique. Le méthylal formé (VI) que l'on recueille sous forme d'huile ($É_{0,09}$ 135°) par évaporation de cette solution, est traité par l'eau bouillante chlorhydrique. Après décantation, l'huile séparée (VII) est désacétylée et saponifiée par la potasse, puis le sel de potassium du diacide obtenu (VIII) est décomposé par l'acide chlorhydrique dilué.



L'acide (VIII) est le céto-3 hexane dioïque (acide β-céto-adipique). (F 124°) (Rdt 90 % sur le diester furannique IV).

Nous poursuivons l'étude de ce composé.

(*) Séance du 26 novembre 1956.

([1]) H. Gault, M. Selim et M. Selim-Dorgans, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1125.

([2]) M. Polonowsky, *Ann.*, 246, 1880, p. 1.

([3]) R. Fittig, *Ann.* 250, 1889, p. 166.

([4]) R, Fittig et A. Hantzsch, *B.*, 21, 1888, p. 3189.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Rôle de l'effet stérique dans la formation des méthyl-3 éthyl-2 indanones*. Note (*) de M. **Robert Granger**, Mlle **Monique Corbier**, MM. **Jacques Vinas** et **Pierre Nau**, présentée par M. Marcel Delépine.

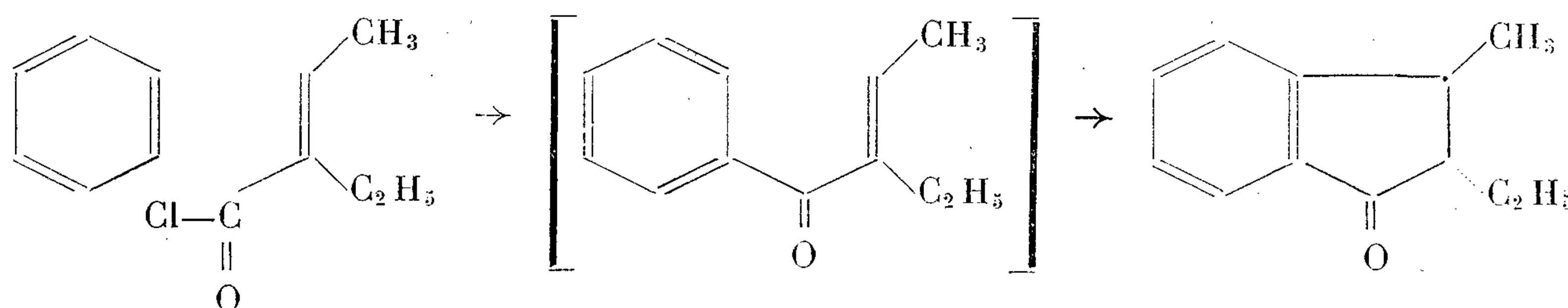
L'action du chlorure d'éthyl-2 crotonyle sur le benzène, la cyclisation de l'acide éthyl-2 phényl-3 butyrique et de son chlorure, enfin l'éthylation de la méthyl-3 indanone ne conduisent qu'à une seule méthyl-3 éthyl-2 indanone.

Les méthodes d'obtention des méthyl-3 éthyl-2 indanones conduisent d'une manière presque constante à la formation exclusive d'un même

isomère. Il semble logique d'attribuer à celui-ci la configuration *trans* pour laquelle la gêne stérique des groupes méthyle et éthyle est beaucoup plus réduite que dans l'isomère *cis*.

Les trois voies suivies dans cette étude sont très différentes.

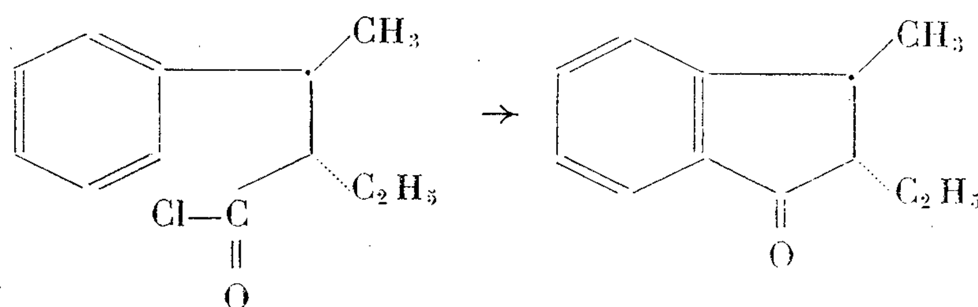
1. *Action du chlorure d'éthyl-2 crotonyle sur le benzène.* — Le chlorure d'éthyl-2 crotonyle, dont la constitution correspond à celle de l'acide éthyl-2 crotonique solide F 45°, réagit avec un excès de benzène à la température de 80° et en présence d'une quantité de chlorure d'aluminium moléculairement égale à 2,5, en donnant une seule méthyl-3 éthyl-2 indanone $É_{18}$ 139-140°; dinitrophénylhydrazone (DNP) F 145°.



La formation de cette indanone est explicable : la réaction conduit tout d'abord à une cétone éthylénique intermédiaire non isolable dans laquelle les groupes méthyle et éthyle sont en *cis*, comme dans l'acide solide si l'on admet la constitution proposée pour ce dernier par M. L. Sherrill et E. S. Matlack [1]. La cyclisation de cette cétone éthylénique, qui peut conduire théoriquement aux deux indanones isomères, donnera lieu préférentiellement au composé *trans* moins encombré.

2. *Cyclisation de l'acide éthyl-2 phényl-3 butyrique et de son chlorure.* — Cet acide a été obtenu en suivant la méthode indiquée par F. F. Blicke et M. F. Zienty [2] par action du bromo-1 phényl-1 éthane sur l'éthylmalonate d'éthyle sodé et décarboxylation de l'acide malonique correspondant.

Le chlorure d'acide a été préparé, selon les indications des auteurs précités, par action du chlorure de thionyle sur l'acide, à chaud, et rectification. Il correspond à un seul isomère car il n'en dérive qu'un seul amide F 135°. Sous l'action du chlorure d'aluminium en milieu sulfocarboné, il conduit uniquement (Rdt = 90 %) à la méthyl-3 éthyl-2 indanone DNP F 145°.



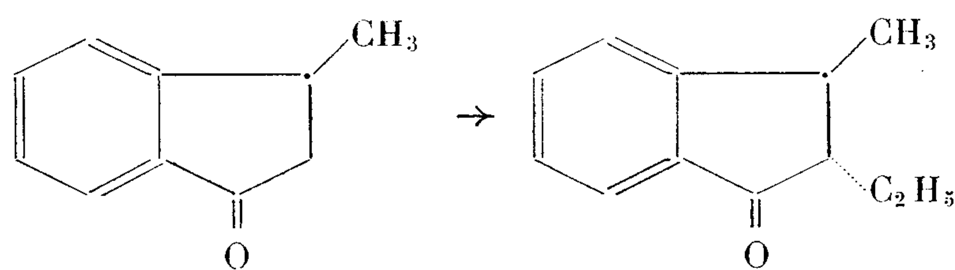
Par chauffage avec une solution de soude, ce chlorure est hydrolysé

en un acide qui, traité par l'acide polyphosphorique, ne donne que l'indanone précédente DNP F 145°.

Toutefois, avant traitement par le chlorure de thionyle, l'acide soumis à l'action du même réactif donne, à côté de cette indanone, une très faible quantité d'une autre cétone décelée par sa DNP moins soluble dans l'alcool, dont il n'a pas été possible de préciser la structure.

D'après ces résultats, à moins d'un réarrangement peu probable au stade précédant la fermeture, il semble que le chlorure, ou l'acide qui en dérive, présentent la même configuration que l'indanone résultante. Dans cette chaîne de réactions, la structure privilégiée apparaîtrait dès la décarboxylation de l'acide malonique.

3. *Éthylation de la méthyl-3 indanone.* — L'action du bromure d'éthyle sur la méthyl-3 indanone sodée, par l'amidure de sodium, ou de l'iodure d'éthyle sur cette cétone préalablement traitée par le *t*-butylate de potassium, donne naissance, avec un rendement toujours très faible, à la méthyl-3 éthyl-2 indanone DNP F 145°. Son isomère n'apparaît pas au cours de l'éthylation.



On peut interpréter l'orientation de cette réaction en considérant que le groupe éthyle est apporté au carbanion, résultant de la métallation de la cétone, du côté le moins encombré, donc en *trans* par rapport au groupe méthyle.

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) *J. Amer. Chem. Soc.*, 59, 1937, p. 2134.

(2) *J. Amer. Chem. Soc.*, 63, 1941, p. 2779.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action catalytique des échangeurs d'ions dans la réaction de Mannich appliquée aux aldéhydes.* Note de M. **Pierre Mastagli**, et M^lle **Pauline Leducq**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs appliquent la réaction de Mannich aux aldéhydes en présence d'échangeurs de cations, comme catalyseur.

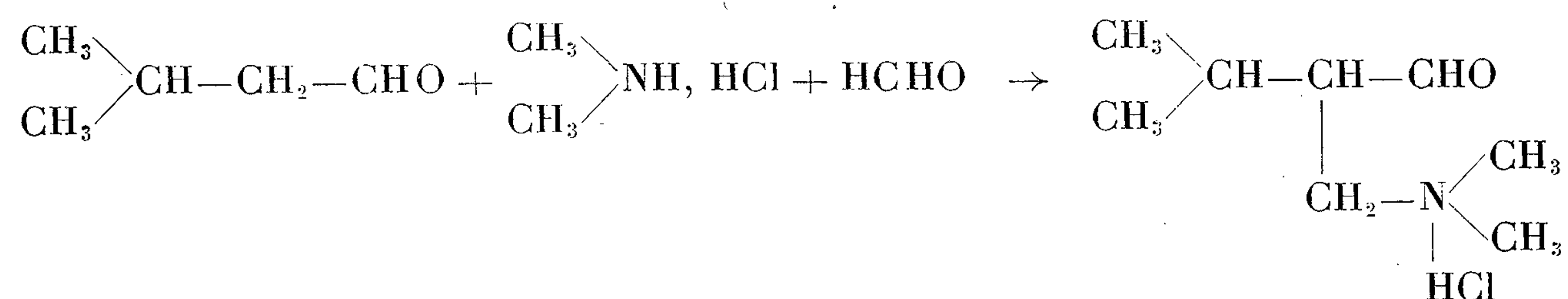
On sait que la réaction de Mannich aboutit à la condensation d'une amine ou du sel de l'amine, avec le formol et un composé contenant au moins un atome d'hydrogène mobile. Dans le cas des aldéhydes et des cétones, les auteurs

emploient le chlorhydrate de l'amine, et acidifient parfois le milieu réactionnel avec l'acide chlorhydrique concentré [1].

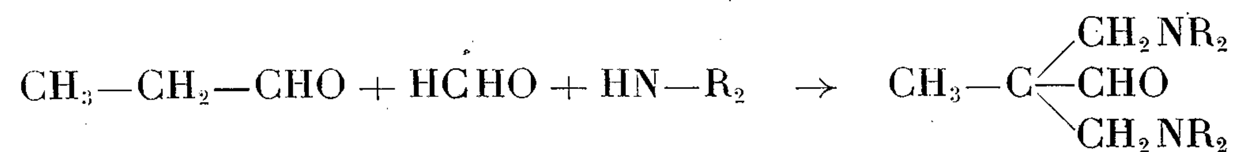
Nous avons donc pensé qu'il était possible de réaliser cette réaction en employant comme catalyseur acide, un échangeur de cations fort. Nous avons utilisé une résine du type styrolène sulfoné (amberlite IR 120).

Les auteurs signalent qu'il est difficile d'obtenir la base β-aminoaldéhydique à cause de sa sensibilité [2]. Certains aldéhydes non substitués en α donnent lieu à des réactions complexes mais facilement explicables, quand elles possèdent un groupement méthylène voisin du radical aldéhydique.

La réaction normale se schématise ainsi :

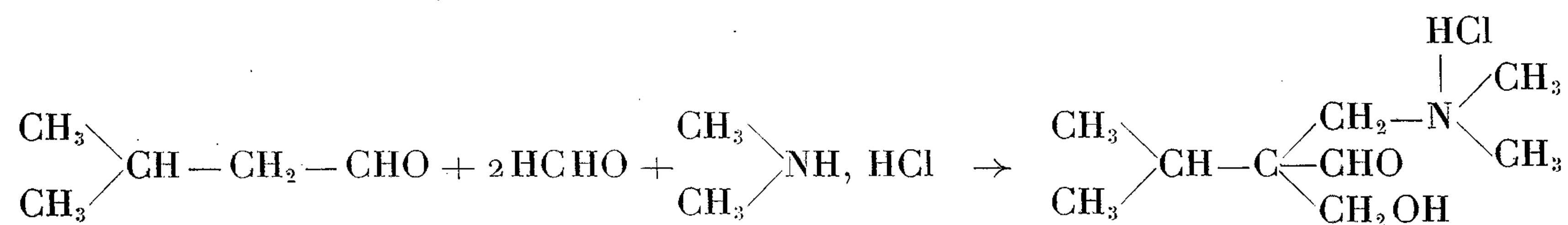


Il peut y avoir en outre introduction de deux groupements aminés dans la molécule, comme c'est le cas pour l'aldéhyde propionique :



La base diaminée peut se présenter alors avec la base monoaminée, selon une réaction d'équilibre, à cause de la présence de deux hydrogènes mobiles dans la molécule.

Le formol peut se condenser également à la façon d'un yadol :



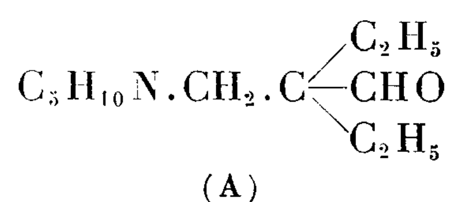
Enfin un aldéhyde insaturé peut prendre naissance [3].

Nous avons préféré pour un travail préliminaire, condenser trois aldéhydes simples, ramifiés en α, possédant un seul atome d'hydrogène libre, et un aldéhyde arylaliphatique de structure similaire. Dans chaque cas, nous avons obtenu un seul produit de condensation. La méthode employée est la même pour les quatre aldéhydes.

Éthyl-2 butanal. — Dans un ballon à trois tubulures, surmonté d'un réfrigérant ascendant, et avec agitation mécanique rapide, on chauffe à 85-95° pendant 4 h : 33 g d'éthyl-2 butanal (soit 0,3 mol), 28 g de pipéridine (soit 0,3 mol), 45 ml de formol à 40 % (soit 0,6 mol) et 30 g d'échangeurs.

Le formol est employé en excès. On introduit 30 ml de formol et 20 g d'échangeurs au début de la réaction. Une heure après on arrête le chauffage, et on ajoute le reste du formol et des échangeurs. On chauffe à nouveau pendant 3 h. Après refroidissement, on filtre les échangeurs et on décante la solution qui s'est séparée en deux couches. On lave à l'eau la couche supérieure qui contient la base, et on sèche sur sulfate de soude.

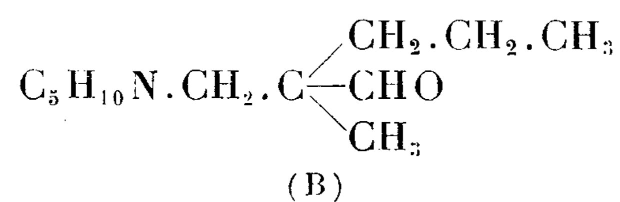
On distille sous vide. Une deuxième distillation est nécessaire pour obtenir un palier plus défini. On recueille 16 g d'un produit incolore (A), dont les constantes sont les suivantes : $É_{10}$ 114-117°; n_D^{20} 1,4665; P. M. calculé 197, trouvé 199 (par dosage à l'acide chlorhydrique N de la fonction amine). On forme une 2.4-dinitrophénylhydrazone F 165°; recristallisée dans l'alcool.



(A)

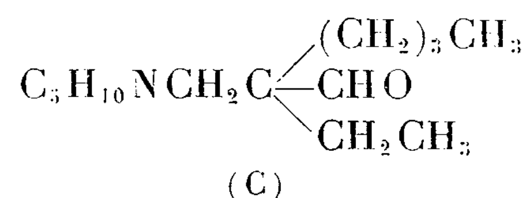
Méthyl-2 pentanal. — On effectue la même réaction avec le méthyl-2 pentanal; en partant des quantités suivantes : 33 g de méthyl-2 pentanal, 28 g de pipéridine, 45 cm³ de formol à 40 % et 30 g d'échangeurs.

On obtient 22 g d'un produit incolore (B), $É_{10}$ 112-122°.
Après une seconde distillation, on recueille 17,5 g du produit dont les constantes sont les suivantes : $É_{10}$ 114-118°; n_D^{19} 1,466; P. M. calculé 197, trouvé 199; 2.4-dinitrophénylhydrazone F 131°; recristallisée dans l'alcool.



(B)

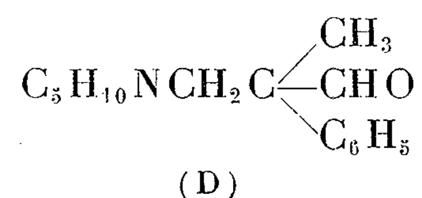
Éthyl-2 hexanal. — On fait réagir pendant 4 h : 32 g d'éthyl-2 hexanal, 21 g de pipéridine, 38 ml de formol à 40 % et 20 g d'échangeurs. Il nous a fallu trois distillations successives pour obtenir un point d'ébullition constant. On recueille 9,6 g d'un produit incolore (C), dont les constantes sont : $É_{11}$ 137-141°; n_D^{19} 1,468; P. M. calculé 225, trouvé 222; 2.4-dinitrophénylhydrazone F 124°; recristallisée dans l'alcool.



(C)

Aldéhyde hydratropique. — Un premier travail sur cet aldéhyde nous a montré qu'il était plus sensible à la polymérisation. Nous avons donc chauffé seulement 3 h. On fait réagir : 27 g d'aldéhyde hydratropique (soit 0,2 mol), 17 g de pipéridine (soit 0,2 mol); 30 ml de formol à 40 % (soit 0,4 mol) et

15 g d'échangeurs. La deuxième distillation nous donne 13 g d'un produit jaune et visqueux $\acute{E}_{10}$ 160-170°. Après une troisième distillation, on recueille 6,5 g d'un produit (D) dont les constantes sont : $\acute{E}_{10}$ 160-166°; N_D^{20} 1,534; P. M. calculé 231, trouvé 217; 2.4-dinitrophénylhydrazone F 159°; recristallisée dans l'alcool.



En conclusion, ce travail montre qu'il est possible d'effectuer la réaction de Mannich, au moyen des échangeurs, comme catalyseur. A cause du manque d'homogénéité du milieu réactionnel, une agitation énergique est nécessaire.

Les auteurs font intervenir une acidité libre, et aboutissent à l'obtention du sel de l'amine. Par l'action ménagée d'un échangeur acide, nous obtenons directement la base, et nous comptons étendre cette méthode aux aldhéhydes ordinaires et aux cétones.

(1) ADAMS et BLICKE, *Organic reactions*, 1, p. 327.
(2) A. WOHL, *Berichte*, 34, 1901, p. 1917.
(3) C. MANNICH, *Berichte*, 65, 1932, p. 378.

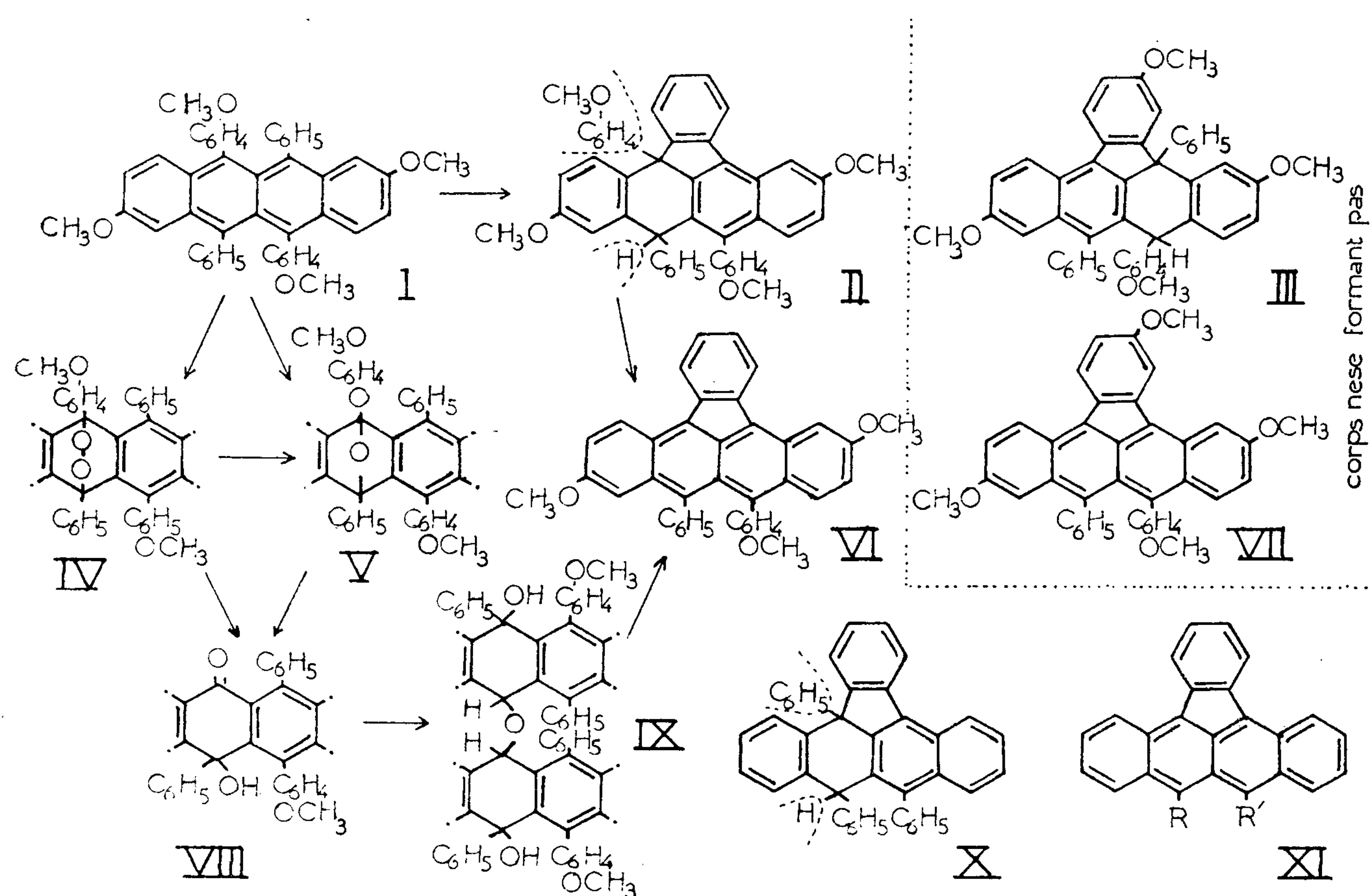
CHIMIE ORGANIQUE. — *Diarylphénylènenaphtacène dérivant d'un rubrène tétraméthoxylé*. Note (*) de M. **JACQUES PERRONNET**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Le diarylphénylènenaphtacène dérivant d'un rubrène tétraméthoxylé a été préparé par deux méthodes différentes pour le confronter avec un produit inconnu qui se forme lors de la synthèse du rubrène tétraméthoxylé.

La réaction rubrénique effectuée à partir du bis (*p*-méthoxyphényl)-phényléthynylcarbinol donne, à côté du rubrène attendu, I, de petites quantités d'un isomère de couleur violacée qui ne présente pas les propriétés d'un tétraarylnaphtacène (1). On pouvait supposer qu'on avait affaire à un composé de la famille des phénylènenaphtacènes, XI, en raison des analogies de coloration avec les corps de cette série, analogies qu'accentue la comparaison des spectres (2). Cependant, quelques différences des propriétés chimiques, comme le comportement vis-à-vis des acides (1), infirmaient cette hypothèse. On a cherché alors à préparer les corps phényléniques VI et VII pour voir si la présence de méthoxyles sur le squelette des produits de la famille XI n'amènerait pas une modification des propriétés de ces corps, les rapprochant peut-être de celles du satellite violacé, celui-ci toutefois ne pouvant être ni VI ni VII, d'après sa compo-

sition centésimale qui en fait un isomère du rubrène tétraméthoxylé, I. Deux méthodes ont été utilisées; l'une et l'autre n'ont abouti qu'au produit VI, le produit VII restant inconnu.

a. On a d'abord employé une réaction effectuée dans la série du rubrène ordinaire ([3]) et qui donnait du diphénylphénylènenaphtacène, XI, ($R=R'=C_6H_5$). L'hydroxycétone VIII, préparée à partir du rubrène I par l'intermédiaire du photooxyde IV et de son isomère V ([4]), est hydrogénée par AlH_4Li en milieu tétrahydrofurannique. Le produit résultant n'est pas le diquinol attendu, mais son produit de doublement avec perte d'eau, très vraisemblablement l'éther-oxyde IX, $C_{78}H_{62}O_9$, cristaux incolores, F_{inst} 298-299°. Un tel exemple de doublement a déjà été signalé en série naphtacénique par L. Fieser ([5]). Tout comme le diquinol triphénylé sans méthoxyle conduisait au diphénylphénylènenaphtacène par double déshydratation ([3]), l'éther-oxyde, IX, du diquinol méthoxylé se déshydrate en diphénylphénylènenaphtacène triméthoxylé, VI, $C_{39}H_{28}O_3$, par une réaction similaire de cyclisation avec aromatisation.

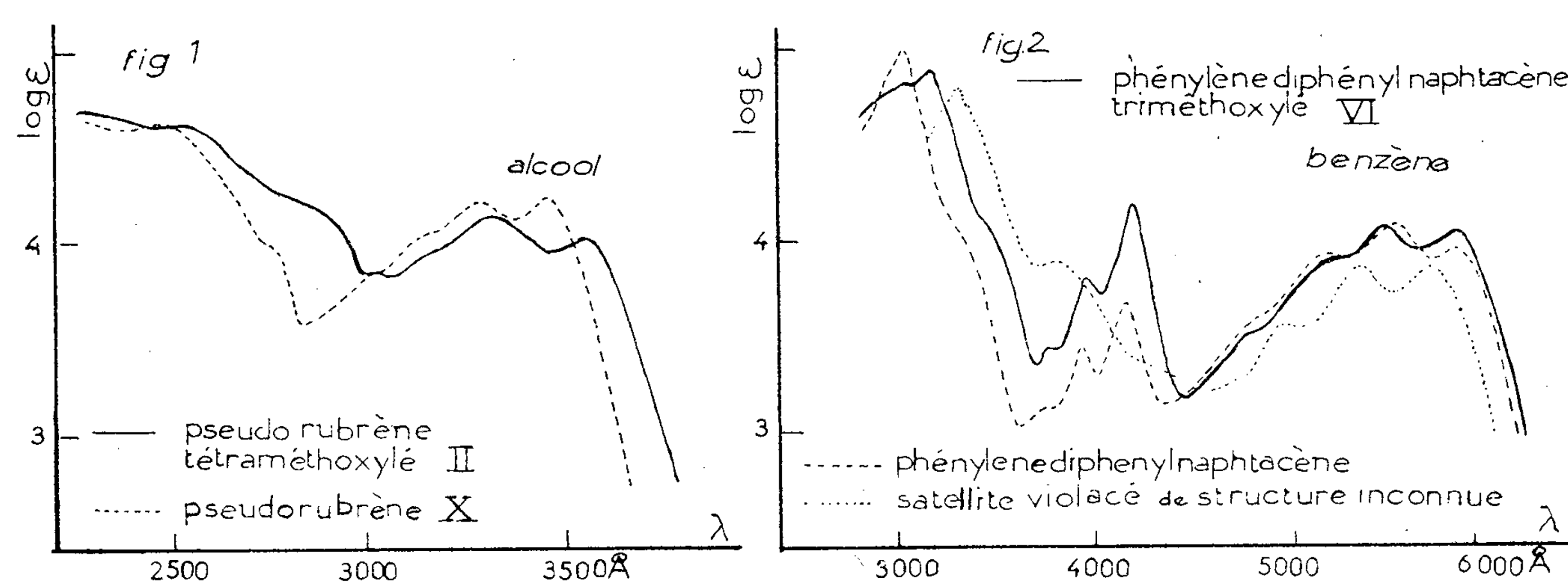


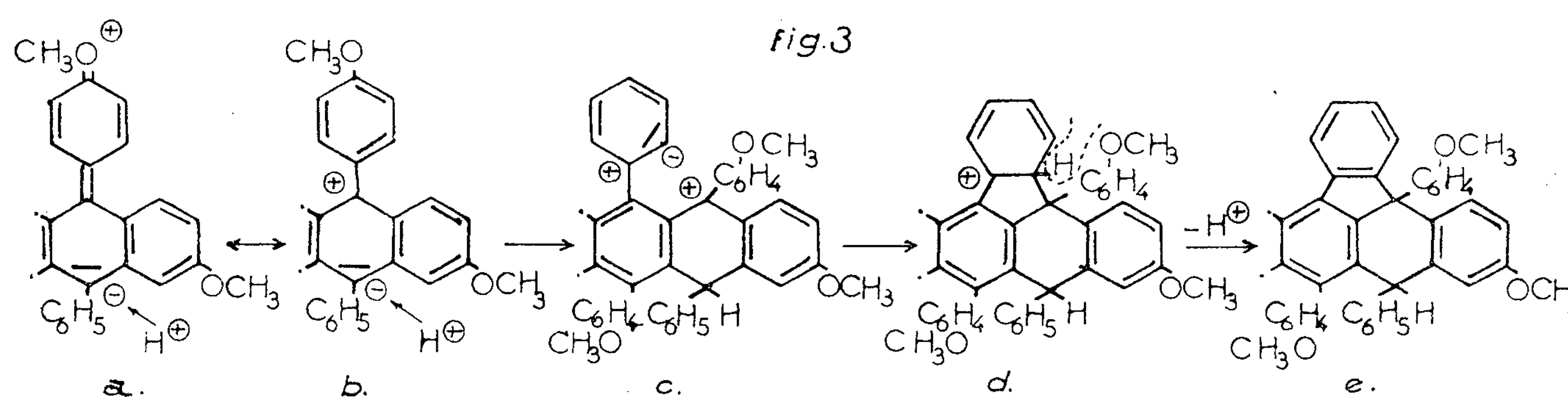
Très semblable au diphénylphénylènenaphtacène, tête de série, le dérivé triméthoxylé VI se présente sous forme de cristaux violacés peu solubles, F_{inst} 263-264°; ses solutions ont une fluorescence rouge violacé en lumière ultraviolette et se photooxydent rapidement. Les spectres d'absorption des deux produits (*fig.* 2) sont très voisins dans la région visible. Toutefois, en ce qui concerne les bandes intermédiaires du proche ultraviolet,

le composé IV présente un effet hyperchrome par rapport au phénylène-diphénylnaphtacène simple : l'action des méthoxyles fixés au squelette naphtacénique se conjugue à celle du pont phénylénique, cause de ces bandes.

Par ses propriétés, ce produit se range dans la catégorie des corps phényléniques déjà connus ([2]); par suite, les méthoxyles n'introduisent pas de changements qui rapprochent ces corps du composé violacé de Valls.

b. La deuxième méthode aboutit, comme il l'a été dit plus haut, au même corps phénylénique VI. Elle a l'intérêt de permettre d'établir la constitution du terme intermédiaire, II, ou pseudorubrène tétraméthoxylé, précédemment décrit [Valls ([1])], mais dont la formule était restée en suspens. La préparation a été calquée sur celle qui permet d'atteindre en série simple, sans méthoxyle, le corps phénylénique à partir du pseudorubrène, X, par élimination des éléments (C_6H_5 et H) d'une molécule de benzène. Ce résultat s'obtient par pyrolyse, de préférence en présence de litharge ([7]), les rendements étant faibles.





Le pseudorubrène, qui sert de matière première en série tétraméthoxylée, se forme ([1]), comme en série simple ([8]), par action des acides forts sur le rubrène. Dans ce cas, la cyclisation phénylénique pourrait théoriquement se faire aux dépens, soit d'un phényle, II, soit d'un *p*-méthoxyphényle, III. Or, la pyrolyse du corps à 320° donne le produit VI; ce qui prouve que

l'aryle éliminé, c'est-à-dire celui qui ne s'est pas cyclisé, est le *p*-méthoxyphényle : le pseudorubrène de Valls est alors le corps de formule II, et non pas celui de formule III dont la pyrolyse aurait donné le composé VII.

Cette orientation de la transformation était prévisible, et ceci pour deux raisons (*fig.* 3 : $a \to e$). D'une part, dans la première phase de la réaction (addition d'un H : $a \to c$), l'attaque électrophile par le proton va se faire de préférence sur un sommet porteur de phényle, laissant le sommet porteur de *p*-méthoxyphényle prendre une charge positive ($a \to b$), car celle-ci a une plus grande possibilité de résonance avec un *p*-méthoxyphényle qu'avec un phényle. D'autre part, dans la deuxième phase ($c \to e$), le méthoxyle doit contrarier la cyclisation phénylénique du noyau qui le porte, parce qu'il s'oppose à la négativation (c) des sommets situés en méta par rapport à lui, donc de celui sur lequel doit se produire l'attaque électrophile cyclisante ($c \to d$) par le mésosommet positif du système naphtacénique (c).

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) CH. DUFRAISSE, A. ÉTIENNE et J. VALLS, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1427.

(2) CH. DUFRAISSE, A. ÉTIENNE et J. JOLLY, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 2017.

(3) J. PERRONNET, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1474.

(4) J. PERRONNET, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 65.

(5) *J. Amer. Chem. Soc.*, **53**, 1931, p. 2329.

(6) CH. DUFRAISSE, A. ÉTIENNE et J. VALLS, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2097.

(7) CH. DUFRAISSE et G. AMIARD, *Bull. Soc. Chim.*, [5], **12**, 1945, p 1044; *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 695.

(8) CH. MOUREU, CH. DUFRAISSE et L. ENDERLIN, *Comptes rendus*, **188**, 1929, p. 673.

GÉOLOGIE. — *Niveaux à leverrierite dans les couches de charbon exploitées à Brassac (Puy-de-Dôme).* Note de M. **LOUIS BOUGNÈRES**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Dans la partie septentrionale du bassin stéphanien de Brassac, trois couches de charbon sont exploitées.

La veine Verrerie, à quelques mètres au-dessus du socle, est caractérisée par une formation détritique fine, « les gores blancs », située immédiatement à son mur.

La veine de Sole et la veine Combelle, très proches l'une de l'autre, à plusieurs dizaines de mètres au-dessus de la veine Verrerie, sont séparées par des formations gréseuses où un banc conglomératique au faciès bien spécial, « le banc de cailloux », sert de repère.

Les importants efforts tectoniques qui ont affecté le Stéphanien ont parfois fait disparaître localement ces formations repères et rendu douteuse l'identification des couches exploitées.

Entreprise récemment, l'étude microscopique systématique des inter-

calaires stériles barrant les couches de Brassac a permis de découvrir la présence de plusieurs horizons à « leverrierite », dont la constance d'une extrémité à l'autre de l'exploitation, les structures très caractéristiques et le groupement dans chaque couche en font d'excellents niveaux repères, liés à la veine de houille elle-même, qui permettent une identification indiscutable.

La veine Verrerie est divisée en trois bancs très rapprochés barrés de nombreux intercalaires stériles. Seul, le banc du mur renferme des niveaux à « leverrierite », quatre ou six suivant les points d'observation; épais de 1 à 15 cm, ces niveaux sont d'autant plus minces qu'ils sont plus nombreux et plus rapprochés; dans ce dernier cas, il paraît y avoir dédoublement d'un intercalaire plus épais. Leur aspect macroscopique est celui d'un grès très fin, gris, brun ou noir, strié de minces filonnets de charbon; la rayure est en général blanche, souvent brunâtre, jamais noire. A la loupe, de nombreuses lamelles micacées noires ou mordorées, et parfois quelques grains de quartz, sont bien visibles. Le microscope polarisant révèle la présence, dans un ciment très riche en fines lamelles micacées (séricite surtout), de petits grains de quartz en général anguleux, de granules de calcite et de vermicules à faciès « leverrierite » : empilements épitaxiques de lames micacées, les unes et pour la plupart beige clair, pléochroïques et fortement biréfringentes, les autres incolores, non pléochroïques et faiblement biréfringentes (gris du premier ordre). Ces vermicules sont plus particulièrement développés et nombreux au voisinage des filonnets de charbon.

Aucun des intercalaires stériles de la veine de Sole actuellement étudiée ne contient de « leverrierite ».

La veine Combelle, comme la veine Verrerie, est divisée en trois bancs rapprochés. Ni dans les intercalaires du banc intermédiaire, ni dans ceux du banc du mur, la présence de « leverrierite » n'a été encore décelée, mais le banc du toit présente une association caractéristique : deux niveaux schisteux à « leverrierite », séparés par 1 à 1,50 m de charbon barré par un mince banc de grès fin noir. Ces deux niveaux, épais de 3 à 15 cm, ont l'aspect d'un schiste fin noir et charbonneux et une rayure très foncée. Examinés au microscope, les vermicules de « leverrierite » sont identiques à ceux qu'on observe dans les niveaux du banc du mur de la veine Verrerie, mais ils sont peu nombreux et beaucoup moins développés. Ils sont noyés dans un ciment argileux fin, riche en minces lamelles micacées, veiné de nombreux filonnets de charbon.

Distincts les uns des autres par leur aspect macroscopique et par la taille ou l'abondance des vermicules qu'ils renferment, les niveaux à « leverrierite » des veines Verrerie et Combelle présentent toutefois une particularité commune : une mince bordure de « leverrierite », avec lamelles

perpendiculaires aux parois, « en échelle », frange les filonnets de charbon. Ces lamelles, contrairement à celles des vermicules, sont toutes limpides, incolores, non pléochroïques et de biréfringence faible.

Les niveaux à « leverrierite » du bassin de Brassac présentent donc deux types de faciès « leverrierite », tous deux associations épitaxiques de lamelles micacées :

1° l'un formé uniquement de kaolinite limpide « en échelle », immédiatement au contact des filonnets de charbon;

2° l'autre, en vermicules colorés et pléochroïques, alternance de kaolinite et d'un autre minéral lamellaire dont la détermination sera tentée par la méthode des rayons X.

GÉOMORPHOLOGIE. — *Clots, Lagües et Lagunes de la Lande girondine.* Note de M. **Marc Boyé**, présentée par M. Pierre Pruvost.

A la surface du Plateau landais, à l'Ouest de Bordeaux, se trouvent des cuvettes, souvent remplies d'eau, même en été, qui n'avaient pas retenu jusqu'ici l'attention. On les nomme Clot, Lagüe et plus généralement Lagune.

Le plateau commence vers 45 m d'altitude au-dessus de la vallée de la Garonne avec la nappe détritique pliocène des « Graviers amygdalaires » ([1]), notée comme terrasse supérieure des Graves (a^{1a}) sur la carte géologique. Il se prolonge sans transition topographique jusqu'aux abords du Bassin d'Arcachon par la surface du « sable des Landes » (a^{1s}), revêtement éolien plus tardif, mis en place vers la fin de l'époque glaciaire würmienne ([2]). Faute d'un drainage naturel organisé vers la Garonne, l'Eyre ou les étangs côtiers, l'absence de pente et la saturation suffisent à expliquer que les sols sableux de la lande soient inondés à la saison des pluies. L'été ils sont au contraire surchauffés, mais il persiste divers types de marécages, parmi lesquels se distinguent nettement les lagunes.

Ce sont des cuvettes rondes ou ovales, de dimensions restreintes : 20 à 80 m de diamètre au maximum. Peu profondes (max. mesuré : 2 m), leurs pentes intérieures sont faibles. Certaines lagunes lobées, lors de l'inondation hivernale, révèlent à l'observation aérienne qu'il s'agit de cuvettes coalescentes, mais nettement individualisées, sous une commune tranche d'eau. Il en existe d'isolées, dans la Grande Lande; mais elles se présentent plutôt par essaims. Pour le seul quadrilatère Gradignan, Croix d'Hins, Le Barp, Saucats, on en compte 208. Leur nombre et leur densité augmentent vers l'Est où affleurent les graviers amygdalaires (2 au kilomètre carré entre Croix d'Hins et Cestas; 5 à 6, entre Cestas et Saucats). Elles se localisent de préférence à l'écart de tout drainage; les crastes

— fossés d'assainissement creusés pour planter la pinède — les ignorent le plus souvent. Clots et lagunes portent des noms propres dans la proportion de 15 à 20 %; 5 à 6 % seulement ont des noms de personnes ou de métairies. Les toponymes les plus fréquents évoquent la forme de la lagune (Lagune ronde, plate), ou bien le milieu naturel voisin (Lagune Aigue-fine), ou un incident (Lagune du Pendu). Il s'agit bien de creux reculés, sans rapport fonctionnel avec des activités rurales ou industrielles, et donc d'origine naturelle.

Comment se sont-ils formés ? La podzolisation des sols landais a provoqué la formation dans les sables de plaques d'alios, réputé très imperméable; mais leur distribution, leur épaisseur et leur imperméabilité sont trop variables pour rendre compte des formes circulaires si nettes et de la constance des dimensions. La dissolution karstique a été signalée à l'extrémité orientale du triangle landais, dans la région du karst de Casteljaloux où M. Enjalbert [2] décrit des lacs (Lagüe de Xaintraille) logés dans des dolines à peine voilées de sable des Landes. Mais en Gironde, les affleurements de calcaire se limitent aux dômes anticlinaux de Salles et Villagrain-Landiras. Dans l'intervalle où le sable est épais, on trouve de nombreuses lagunes. Par contre, vers le Médoc, où le calcaire à astéries est proche de la surface, les lagunes disparaissent. Les faits sont donc contraires à l'explication karstique qui se limiterait au mieux à quelques cas. Un creusement par déflation éolienne est improbable bien qu'à la fin du Würmien, l'Aquitaine ait connu une phase climatique aride et froide avec vents violents de Sud-Ouest [2]. Les cuvettes devraient être orientées selon les vents de l'époque; or celles des lagunes qui sont ovales ne présentent aucune orientation préférentielle.

L'hypothèse la plus satisfaisante fait appel à la fusion des noyaux de glace de pingos, contemporains du dépôt du sable des Landes et dont il ne resterait aujourd'hui que des creux remplis d'eau. Les pingos sont actuels et bien connus dans les pays arctiques secs et froids. Plusieurs auteurs viennent d'en trouver des traces fossiles en Europe Occidentale : M. Maarleveld, en 1955, dans le Nord des Pays-Bas [3]; M. A. Pissart, en 1956, au Plateau des Hautes-Fagnes, dans l'Ardenne belge [4]; M. A. Cailleux, en 1956, en Brie [5]. Toutes les dépressions décrites présentent quatre caractères communs : 1° Formes rondes ou ovales très constantes; 2° Liaison du phénomène avec les climats périglaciaires de la fin du Würmien (pollens de flore froide, cryoturbation, éolisation); 3° Localisation étroite sur des plateaux argilosableux ou limoneux, mal drainés; 4° Absence de justification économique pour la plupart d'entre elles.

Parmi les lagunes que nous avons étudiées, l'une, au Sud du camp d'aviation de Mérignac, située sur la terrasse a^{1a} localement recouverte de placages éoliens, fournit déjà d'utiles arguments. Nous avons recueilli,

épars dans le sable du fond, un lot de galets de 6 à 57 mm de long, d'autant plus cassés qu'ils sont plus petits. Vraisemblablement les plus petits proviennent de la cassure des plus gros. Ils ont été éolisés dans la proportion de 33 à 54 % suivant les dimensions, l'éolisation est bien nette sur les faces cassées. Par ailleurs l'analyse morphoscopique de la fraction sableuse montre un mélange de grains éolisés ronds-mats (diamètre moyen, 0,7 mm) et de grains non usés plus petits (0,4 mm). Or, MM. R. Balland et A. Cailleux (6) ont montré que 90 à 95 % des grains du sable des Landes sont ronds-mats par opposition aux sables associés aux graviers amygdalaires sous-jacents qui offrent 95 et même 100 % de grains non usés. Seules, à notre connaissance, des actions de cryoturbation peuvent réaliser, en pays de plaine, un tel mélange d'éléments, pris à des dépôts superposés, puis soumis à des actions clastiques à l'occasion d'un passage à l'air libre, puisqu'il y a eu polissage éolien. D'autres actions périglaciaires ont déjà été signalées dans le quaternaire du Sud-Ouest aquitain (dépôts de sable lité nivéo-éoliens, fentes en coin, galets dressés, etc.).

Ainsi tout un ensemble de faits rendent plausible l'hypothèse que les lagunes des Landes de Gascogne, que je viens de décrire, proviennent de pingos formées vers la fin de la glaciation würmienne.

(1) MAD. MALVESIN-FABRE, *Proc.-Verb. Soc. Linn. Bordeaux*, **91**, 22 novembre 1939, p. 159-184.
(2) H. ENJALBERT, *Rev. Géogr. Pyrénées et S. O.*, **21**, fasc. 1, 1950.
(3) G. C. MAARLEVELD et J. C. VAN DEN TOORN, *Kon. Ned. Aardr. Gen.*, **72**, n° 4, 1955.
(4) *Ann. Soc. Géol. de Belg.*, **79**, 1955-1956, p. 119-131.
(5) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1912.
(6) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, **16**, 1946.

SÉISMOLOGIE. — *La détermination de l'épicentre d'un séisme à l'aide des couples de stations ayant enregistré l'onde* P *à la même heure*. Note de M. **JEAN COULOMB**, transmise par M. Charles Maurain.

Le seul moyen précis de déterminer un épicentre sans faire appel aux tables de propagation est d'utiliser les couples isochrones :

Soient A, B, C, les cosinus directeurs géocentriques de l'épicentre inconnu E ; a, b, c, les différences entre ceux de deux stations S et S′, aux distances angulaires Δ et Δ' de E. On a

$$\cos\Delta' - \cos\Delta = Aa + Bb + Cc, \tag{1}$$

$$A^2 + B^2 + C^2 = 1. \tag{2}$$

Si $\Delta = \Delta'$, (1) fournit l'équation homogène

$$Aa + Bb + Cc = 0 \tag{3}$$

du grand cercle médiateur de SS'. B. Galitzine ([1]) pose $X = A/C$, $Y = B/C$, ce qui revient, comme le remarquent B. Gutenberg et C. F. Richter ([2]), à une projection centrale sur le plan tangent au pôle Nord. Les droites

$$aX + bY + c = 0 \tag{4}$$

correspondant aux divers couples doivent concourir sur la projection de l'épicentre. Gilbert ([3]) pose $\alpha = A/B$, $\beta = C/B$; et en outre $x = a/c$, $y = -b/c$. La droite

$$y = \alpha x + \beta \tag{5}$$

doit contenir les points correspondant aux divers couples; (5) se prête un peu mieux que (4) aux solutions graphiques.

Ceci dit, Gutenberg et Richter ([2]) traitent les équations (4) par les moindres carrés; Gilbert ([3]) fait de même pour les équations (5). Mais le procédé qui s'impose est de rendre $\Sigma(\cos\Delta' - \cos\Delta)^2$ minimum (l'emploi de $\Sigma(\Delta' - \Delta)^2$ qui donnerait plus de poids aux stations voisines de l'épicentre, paraît impraticable). Comme on a divisé (3) par C pour obtenir (4), la méthode de Gutenberg et Richter tend à fournir des latitudes épicentrales trop fortes. La méthode de Gilbert tend de même à augmenter B^2, et en plus augmente indûment le poids des couples présentant de faibles différences de latitude.

La méthode correcte reste simple : il faut chercher l'extremum de $\Sigma(Aa + Bb + Cc)^2 - \lambda(A^2 + B^2 + C^2 - 1)$ ce qui conduit à choisir d'abord pour le multiplicateur de Lagrange λ la plus petite racine de l'équation

$$\begin{vmatrix} \Sigma a^2 - \lambda & \Sigma ab & \Sigma ac \\ \Sigma ba & \Sigma b^2 - \lambda & \Sigma bc \\ \Sigma ca & \Sigma cb & \Sigma c^2 - \lambda \end{vmatrix} = 0$$

(son terme constant n'est pas nul, du moins pour plus de deux couples), puis à déterminer des nombres proportionnels à A, B, C.

S'il y a une petite différence de temps δt entre l'arrivée de P aux deux stations on peut remplacer $\cos\Delta' - \cos\Delta$ par $-\sin\Delta\,(d\Delta/dt)\,\delta t$. Soit $E_0(A_0, B_0, C_0)$ un épicentre approché fournissant une valeur commune de Δ et Δ'; on en tire $d\Delta/dt$ à l'aide des tables de propagation (utilisées seulement pour ce terme correctif). (1) fournit ainsi l'équation non homogène d'un petit cercle. En toute rigueur on n'a plus cette fois de représentation par des droites. Mais on retrouve approximativement une équation homogène

$$A(a + \delta a) + B(b + \delta b) + C(c + \delta c) = 0$$

si l'on déplace une station (ou les deux) de façon à ajouter à (a, b, c) un vecteur $(\delta a, \delta b, \delta c)$ dont la projection sur le rayon de E_0 soit donnée par

$$A_0\delta a + B_0\delta b + C_0\delta c = \sin V \frac{dV}{dt}\delta t.$$

C'est la forme générale du procédé de Gutenberg et Richter, qui déplacent S de $(dV/dt)\,\delta t$ sur le grand cercle E_0 S.

Au lieu de revenir au cas homogène on peut d'ailleurs chercher directement l'extremum de

$$\Sigma\left(\mathrm{A}a+\mathrm{B}b+\mathrm{C}c+\sin\mathrm{V}\frac{d\mathrm{V}}{dt}\delta t\right)^2-\lambda(\mathrm{A}^2+\mathrm{B}^2+\mathrm{C}^2-1),$$

et même, puisque δt est petit, linéariser toutes les équations en cherchant les écarts $\delta\lambda$, δA, δB, δC à la solution obtenue en supposant les δt nuls.

(1) *Comptes rendus des séances de la Commission sismique permanente*, 5, Saint-Petersbourg, 1912, p. 359-430.

(2) *Bull. Seismological Soc. Amer.*, 26, p. 341-390, 1936 *Publications du Bureau Central Séismologique international*, A, fasc. 15, 1937.

(3) Mme Y. Labrouste et J. Gilbert, *Ann. Géophys.*, 7, 1951, p.268-271.

PHYSIOLOGIE. — *L'arrêt du cœur, test de la perméabilité du manteau et du péricarde aux ions alcalins et alcalino-terreux chez* Helix pomatia. Note de MM. **Antoine Jullien, Jean Cardot, Jean Ripplinger** et Mme **Jacqueline Duvernoy**, présentée par M. Léon Binet.

Des modifications de l'automatisme cardiaque, chez l'Escargot de Bourgogne, apportent la preuve physiologique du passage des ions K, Na, Ca et Mg à travers la double membrane constituée par le manteau et le péricarde. Elles succèdent à l'application de solutions simples préparées à partir de chlorures de ces ions respectifs sur la surface externe du manteau, dans la région située au-dessus du cœur, après ablation de la coquille à ce niveau.

Nous avons étudié les effets de ces ions pour des concentrations moléculaires équivalentes et, pour chaque concentration, nous avons opéré sur des lots de plusieurs exemplaires, chaque lot étant soumis à l'observation de l'un de nous; aussi les résultats que nous donnons ci-après sont-ils des résultats statistiques.

Avec KCl et pour des concentrations échelonnées entre 1 et 0,25 mol-g/l, on obtient, après des temps qui s'inscrivent entre 12 mn (concentration N) et 3 h 30 mn (concentration N/4), un arrêt du cœur, en systole très poussée pour le ventricule, en hyperdiastole pour l'oreillette. Celle-ci, très distendue, est remplie d'hémolymphe sous pression. La fréquence ne faiblit assez brusquement qu'au moment précédant immédiatement l'arrêt du cœur.

Avec NaCl pour des concentrations échelonnées entre 2 et 1 mol-g/l, l'arrêt du cœur se produit en des temps variant entre un peu moins de 1

et 3 h; il se fait en systole pour les deux étages; le rythme persiste à peu près inchangé jusqu'à l'arrêt, sans présenter de variation transitionnelle de fréquence.

Les solutions de $CaCl_2$ normales et 3/4 N arrêtent le cœur en des temps compris entre environ 1 h et un peu moins de 3 h; l'oreillette et le ventricule sont diastolisés et, comme dans le cas de NaCl, la fréquence, jusqu'à l'arrêt cardiaque, n'est pratiquement pas modifiée.

Avec des solutions de $MgCl_2$ de taux correspondants aux précédents, l'arrêt cardiaque apparaît après de plus longues durées, 1 h pour les solutions N et plus de 3 h pour les concentrations 3/4 N. Les deux étages sont diastolisés comme avec Ca.

Discussion. — Il semble nécessaire pour que l'arrêt du cœur se produise, qu'une concentration-seuil pour les divers ions envisagés soit atteinte au niveau du myocarde ou dans l'hémolymphe même. Cette concentration liminaire est plus rapidement obtenue lorsque la solution, pour l'un quelconque des ions appliquée sur le manteau, est plus concentrée; en outre, la vitesse d'obtention des seuils d'arrêt pour des concentrations moléculaires équivalentes dépend de la nature des ions; c'est K qui exige le temps minimum, puis viennent dans l'ordre, Ca, Mg et Na. La durée nécessaire à l'apparition des seuils d'arrêt ne renseigne ni sur les vitesses de passage absolues des différents ions qui peuvent être appréciées seulement par des dosages, ni sur leur toxicité relative : un ion peu toxique, mais passant rapidement, peut atteindre, avant les autres, la concentration liminaire. Ce passage des ions à travers le manteau, le péricarde, — et vraisemblablement aussi les vaisseaux pulmonaires et le myocarde, puisque nos premiers dosages au photomètre à flamme révèlent une augmentation très sensible du K dans l'hémolymphe, — constitue une méthode permettant de conduire, dans des conditions plus physiologiques que par la méthode du cœur isolé, toute une expérimentation visant les effets des ions et leurs antagonismes sur l'activité cardiaque; elle est efficace sans traumatisme; elle respecte les vaisseaux afférents et efférents ainsi que l'innervation extrinsèque, qui sont sectionnés dans le cas du cœur excisé. Nos essais ont corroboré un certain nombre de constatations fondamentales faites sur le cœur isolé des Invertébrés, c'est-à-dire l'action diastolisante des ions alcalinoterreux et celle systolisante des alcalins, à l'exception de l'arrêt auriculaire qui, avec K, nous l'avons vu plus haut, s'opère en diastole. L'arrêt du cœur ne peut être imputable à un réflexe modérateur mettant en jeu le nerf viscéral; dans une telle hypothèse, l'arrêt aurait lieu uniformément en diastole; or, dans nos essais, il se produit en des positions variables qui sont fonction de la nature des ions.

En résumé, les ions Na, K, Ca et Mg franchissent de l'extérieur à l'intérieur la double membrane constituée par le manteau et le péricarde; cette

perméabilité est révélée par l'arrêt du cœur dans un état de tonus qui, pour les deux étages, est caractéristique de chaque ion.

Les seuils d'arrêt sont obtenus après des temps variables qui dépendent de la nature des ions et des concentrations appliquées sur le manteau.

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Le développement précoce du glomus est indépendant de la présence du pronéphros* (*Amphibiens anoures*). Note de M. **Jean-Daniel Gipouloux**, présentée par M. Maurice Caullery.

Quelques auteurs ont signalé que l'ablation du pronéphros n'affecte pas la taille du glomus (Howland 1921, Shimasaki 1930, Cambar 1949), alors que d'autres ont exprimé une opinion contraire (1) : Machemer (1929), Maschkowzeff (1934), Hiller (1931). Les uns comme les autres s'appuient sur des expériences d'ablations plus ou moins précoces du pronéphros, mais toujours postérieures à la différenciation presque complète de cet organe, donc effectuées après l'édification des néphrostomes. Parmi le premier groupe d'auteurs, Cambar (*loc. cit.*), estime néanmoins que le pronéphros doit exercer une influence importante, surtout précoce, sur le développement du glomus, grâce à l'activité physiologique des néphrostomes drainant la cavité cœlomique.

Aussi devenait-il nécessaire d'examiner les modalités de l'édification du glomus en l'absence de néphrostomes fonctionnels, et avant même que ceux-ci aient pu exercer une influence éventuelle quelconque. Nous avons, dans ce but, effectué des expériences d'ablation précoce de l'ébauche pronéphrétique encore indifférenciée.

Méthodes. — L'ablation du blastème pronéphrétique a été pratiquée chez des embryons de Crapaud commun (*Bufo bufo* L.), au stade III_1 (2). Toutes les opérations ont été effectuées unilatéralement, l'un des pronéphros devant être laissé intact pour assurer, sans dommage, la survie de l'embryon. La pronéphrectomie a été soit totale, soit limitée à une partie seulement de l'ébauche du pronéphros. Les embryons et larves opérés ont été fixés à intervalles de temps réguliers, entre 2 et 12 jours après l'opération. Le volume du glomus a été évalué par la méthode classique de projection sur papier bristol, découpage et pesée des surfaces.

Résultats. — En l'absence complète de l'ébauche pronéphrétique, le glomus se développe tout d'abord d'une façon entièrement normale. Il est donc possible d'affirmer que l'ébauche pronéphrétique n'exerce aucune action notable sur l'édification du glomus, tout au moins jusqu'à la complète différenciation du pronéphros.

Mais, dès le stade III_5 (stade auquel le pronéphros devient normalement fonctionnel), la croissance du glomus est arrêtée si le pronéphros fait défaut. Dans ce cas, on observe même une légère régression. Au contraire, le glomus situé de l'autre côté du corps, en face du pronéphros fonctionnel, est l'objet d'une forte hypertrophie. Citons un exemple : chez des larves âgées de 12 jours, ayant subi précocement l'ablation totale de l'ébauche pronéphrétique, le volume du glomus, du côté opéré, n'est que le tiers de celui du glomus situé de l'autre côté.

Si l'ablation de l'ébauche pronéphrétique a été seulement partielle, le pronéphros présente de larges déficiences, se traduisant le plus souvent par une réduction du nombre de néphrostomes (un ou deux, au lieu de trois normalement). Dans ces conditions, le développement du glomus reste normal jusqu'au stade III_5, comme précédemment, mais il est fortement perturbé après ce stade. Les mesures effectuées montrent alors que le glomus est toujours d'autant plus développé que la déficience du pronéphros est moindre, c'est-à-dire que le nombre des néphrostomes fonctionnels est plus élevé.

La déficience morphologique et physiologique du pronéphros, ou, au contraire, son hyperfonctionnement, provoquent donc, respectivement, une inhibition ou une activation du développement tardif du glomus.

Les résultats expérimentaux précédents appellent deux conclusions principales. En premier lieu, l'absence de l'ébauche pronéphrétique n'entrave pas le développement précoce du glomus. L'édification de l'ébauche de cet organe est donc sans rapport avec les constituants néphrétiques. L'indépendance manifestée par le glomus à l'égard du pronéphros ne persiste que pendant les premiers stades du développement. Dès que le pronéphros devient fonctionnel, il semble exercer une action favorisant le maintien de la structure et de la taille du glomus. Si celui-ci est privé de la proximité d'un pronéphros fonctionnel, son volume est progressivement réduit.

En second lieu, des expériences d'ablation partielle de l'ébauche pronéphrétique montrent l'existence d'une relation entre le nombre, l'activité physiologique des néphrostomes et le développement du glomus. L'analyse expérimentale précise de l'influence exercée par l'activité fonctionnelle des néphrostomes sur le développement du glomus a été effectuée et fera l'objet d'un prochain travail.

(1) *Voir* Bibliographie dans : R. Cambar, *Ann. Biol.*, 25, nos 5-6, 1949, p. 115.

(2) R. Cambar et J.-D. Gipouloux, *Bull. Biol.*, 90, 1956, p. 198-217.

ENDOCRINOLOGIE. — *Contribution à l'étude du déterminisme de la crête de la Poule* (Gallus domesticus). Note de MM. **Émile Brard** et **Jacques Benoit**, présentée par M. Robert Courrier.

Des doses de 200 μg de testostérone et de 200 μg de benzoate d'œstradiol, injectées quotidiennement à des coquelets et chapons Leghorn dorés, âgés de 7 semaines au début de l'expérience, ont provoqué des modifications intéressantes de la forme et de la structure de la crête. Cet organe a acquis progressivement tous les caractères extérieurs qu'il présente chez la Poule; crête rouge, lisse, molle et tombante.

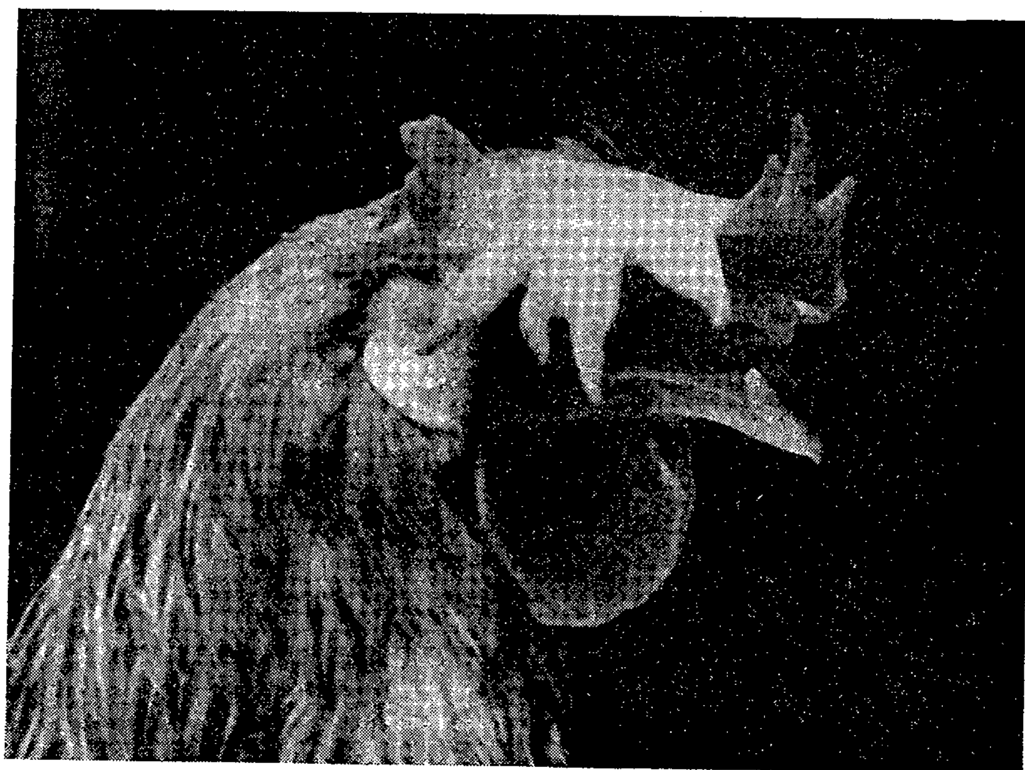
La crête de la Poule est entièrement conditionnée par l'ovaire. Régressée au maximum après l'ablation de cet organe ou au moment du repos sexuel, elle est fortement développée en période de pleine activité ovarienne. Chez les poules de race légère (type Leghorn, Bresse), elle est souvent de taille presque comparable à celle des coqs. Mais, alors que la crête de ces derniers est dressée, turgescente et rugueuse, celle de la Poule reste molle, lisse et tombante, sans aucun maintien. Ces différences ne sont pas dues à des facteurs génétiques, car elles disparaissent chez la Poule castrée injectée d'hormone mâle ou chez la Poule intersexuée.

L'hormone responsable du conditionnement de la crête de la Poule ne peut être l'hormone sexuelle femelle. En effet, non seulement les différents gynogènes employés ne la font pas croître chez les castrats (mâle ou femelle), mais, au contraire, ils contrarient la croissance de la crête du coquelet, font régresser la crête du coq adulte et même peuvent inhiber en partie l'action de l'hormone mâle injectée au chapon. Ce ne peut être non plus l'hormone mâle seule, car nous venons de voir que cette hormone, injectée à des poules castrées, entraîne la réalisation d'une crête de type mâle. D'autre part, de fortes doses d'androgène (500 et 750 μg de testostérone par jour) injectées à des poules en pleine activité sexuelle, provoquent chez ces dernières des accroissements de la crête, mais celle-ci reste du type femelle (E. Brard, 1953) ([1]).

Le conditionnement de la crête de la Poule est-il dû, comme le pensent C. Champy et N. Kritsch (1925) ([2]) à une hormone ambosexuelle sécrétée par l'ovaire ? On n'a jamais réussi à isoler une telle hormone, ni à obtenir, au moyen d'une seule hormone, le conditionnement de la crête du type femelle. Cette structure particulière serait-elle alors le résultat de l'action synergique d'hormones sexuelles, mâles et femelles du type testostérone, folliculine et progestérone ?

W. Bolton (1953) ([3]) injecte à de jeunes poulettes impubères, tous les deux jours pendant douze jours, des doses combinées des trois hormones : testostérone, œstradiol, progestérone, soit séparément, soit simultanément deux à deux ou les trois ensemble. Il note, à l'autopsie pratiquée au 12e jour,

que les crêtes des animaux ayant reçu à la fois les trois hormones étaient plus grandes et paraissaient plus féminines que celles des autres. J. C. Adams et R. B. Herrick (1955) [4] observent sur de jeunes poulettes impubères que la testostérone seule (Exp. A) ou administrée simultanément avec du diéthylstilbœstrol (Exp. B) ou avec de la progestérone (Exp. C) provoque des accroissements très significatifs des crêtes par rapport aux témoins (Exp. D). Poids moyens des crêtes : Exp. A, 3,75 g; Exp. B, 3,14 g; Exp. C, 2,67 g; Exp. D, 0,28 g. Ils observent également, bien que moins accentuées, des différences chez les jeunes coquelets ayant subi le même traitement. Enfin, N. F. Boas et A. W. Ludwig (1950) [5] constatent histologiquement que l'administration d'α-œstradiol à des poussins mâles immatures empêche le dépôt dans la crête de la substance fondamentale interstitielle métachromatique et entraîne la persistance de la structure indifférenciée.



Coquelet n° 280.
Inclinaison et aspect femelle de la crête après 63 jours d'injections quotidiennes de 200 μg de testostérone et de 200 μg de benzoate d'œstradiol.

A la suite de ces travaux et d'autres se rapportant au même sujet, nous avons voulu étudier l'action prolongée, sur la crête de jeunes coquelets et de jeunes chapons en période de croissance, des deux hormones sexuelles, la testostérone et le benzoate d'œstradiol injectées simultanément. Les animaux utilisés pour cette expérience étaient des Leghorn dorés, tous de même souche et âgés au début du traitement de 7 semaines exactement. Ils furent divisés en 2 lots de 4 sujets chacun — 4 coquelets et 4 chapons —, et reçurent chacun quotidiennement 200 μg de testostérone et 200 μg de benzoate d'œstradiol en injection intramusculaire (solutions huileuses dosées à 1000 $\mu g/cm^3$).

Les quantités de testostérone que nous avons employées dans cette expérience sont des quantités légèrement inférieures à celles (250 à 300 μg) qui réalisent, chez le chapon adulte, la croissance et le conditionnement complet de la crête tel que cet organe se présentait chez le même sujet arrivé à complet développement avant la castration.

Dans ces limites expérimentales, et par comparaison avec des lots témoins de coquelets et de chapons traités dans les mêmes conditions, mais à la testostérone seulement, nous avons pu constater que, pour les doses d'androgène et d'œstrogène utilisées dans cette expérience, il n'y avait pas eu d'antagonisme marqué entre ces deux hormones sur la croissance et la vascularisation de la crête. Par contre, l'action de l'œstrogène se manifeste dans ce cas sur la structure et la forme de la crête. Progressivement celle-ci s'amincit, se plie dans sa partie postérieure, puis les crêtillons s'inclinent sur le côté et finalement la crête toute entière devient plus ou moins tombante. 2 des 4 coquelets ainsi expérimentés (les 2 autres ayant été autopsiés au 42e jour), présentèrent même, après 9 semaines de traitement, des crêtes d'apparence identique à celles de jeunes poulettes en début de ponte : crête rouge, lisse, vascularisée, molle et tombante. Après deux mois d'injections quotidiennes, le plumage de ces deux sujets ayant également acquis le type femelle, la carrure plus large des coquelets était le seul caractère permettant de les distinguer des jeunes poulettes de l'élevage.

De même, les crêtes des 2 chapons qui ne furent pas sacrifiés le 42e jour, s'infléchirent également lorsqu'elles eurent atteint de plus grandes dimensions par prolongation du traitement.

Étant donné les quantités relativement considérables de benzoate d'œstradiol administrées journellement aux animaux, il est utile d'indiquer que les modifications de structure et de maintien des crêtes par l'injection simultanée de cette hormone et de testostérone, ne sont pas dues à une action nocive ou défavorable de l'hormone femelle sur les sujets ainsi traités. La croissance pondérale de ces derniers est en effet identique en moyenne à celle des témoins.

(1) *C. R. Soc. Biol.*, **147**, 1953, p. 1943.
(2) *Comptes rendus*, **180**, 1925, p. 957.
(3) *J. Endocrinology*, **9**, 1953, p. 440.
(4) *Poultry Science*, **34**, 1955, p. 117.
(5) *Endocrinology*, **46**, 1950, p. 299.

(*Laboratoire d'Histophysiologie du Collège de France*).

ENDOCRINOLOGIE. — *Effet anti diurétique-d'applications d'adrénaline sur l'écorce cérébrale du Lapin.* Note (*) de M. **Antonio Chamorro**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

Les applications d'une solution d'adrénaline sur la région fronto-pariétale du cortex cérébral du Lapin, sont suivies d'un effet anti-diurétique.

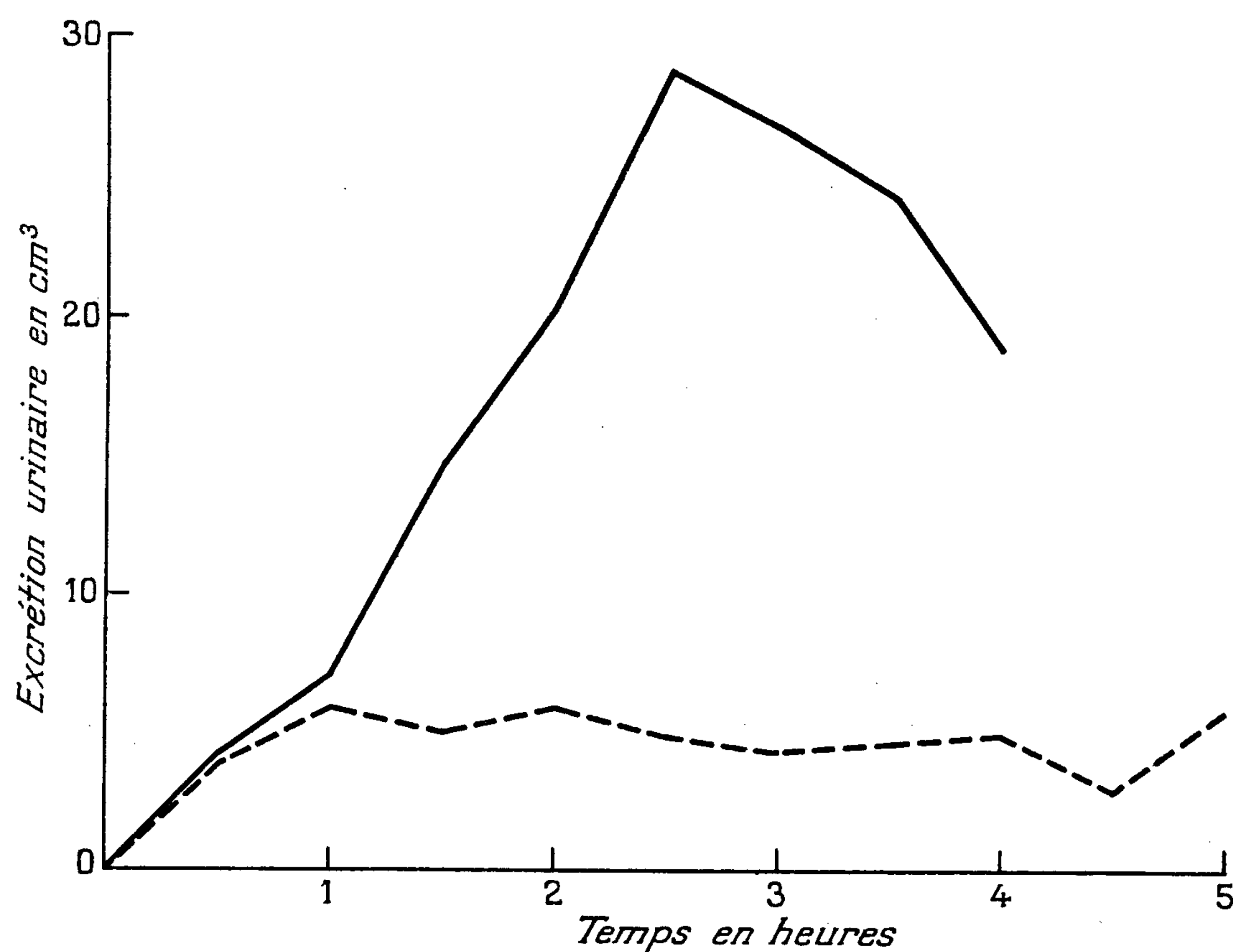
Il a été rapporté précédemment que l'application d'une solution d'adrénaline sur la région frontopariétale de l'écorce cérébrale de la Lapine, entraîne simultanément deux réactions, une de nature vasopressive et une autre, affectant la contractilité de l'utérus. Cette double réponse qui correspond aux actions de la sécrétion de la post-hypophyse se produit aussi chez la Lapine hypophysectomisée. Nous avons en conséquence conclu qu'elle serait due à la libération par l'hypothalamus de deux substances, vasopressive et ocytocique [1].

Il s'agit dans ce travail de préciser si une telle stimulation du cortex cérébral serait également suivie de l'action antidiurétique exercée par la sécrétion du lobe postérieur de l'hypophyse.

Nous employons des lapins mâles, d'un poids moyen de 3 kg. Chaque lapin est soumis, dans l'intervalle de quelques jours, à deux épreuves de diurèse après hydratation artificielle par une surcharge d'eau de 100 ml par kilogramme d'animal, quantité qui est administrée *per os* en deux fractions égales, espacées de 2 h et demie. Ces gavages sont réalisés sous anesthésie à l'hexobarbital sodique en solution à 10 % administré par la voie intraveineuse, à la dose de 0,3 ml/kg, anesthésie qui dure 5 mn.

L'animal est mis à jeun 24 h avant le commencement de l'essai en lui laissant de l'eau à volonté. Le matin du jour de l'épreuve, on administre par sonde stomacale la première dose d'eau courante tiède (5 % du poids de l'animal). La deuxième surcharge d'eau est immédiatement précédée de l'administration par la même voie, d'une dose de paraldéhyde (0,8-1 ml/kg) qui assure un sommeil de 3 à 4 h. Le Lapin est attaché sur une table. Immédiatement après, la vessie est évacuée aseptiquement au moyen d'une sonde de caoutchouc, qui est laissée en permanence fixée au prépuce, l'extrémité libre de la sonde étant située à un niveau inférieur à celui de la vessie, afin d'assurer une évacuation continue. A partir de ce moment (point zéro de la courbe), l'urine est recueillie dans une éprouvette graduée, qui est changée toutes les 30 mn, pendant 4 h. Un contrôle de la complète évacuation de la vessie est effectué chaque fois, par pression modérée sur la région vésicale. Les quantités d'urine excrétées sont notées pour construire la courbe de diurèse. Des précautions sont prises pour éviter le refroidissement du Lapin pendant la durée de l'essai.

Le deuxième essai est réalisé sous l'action des applications d'une solution d'adrénaline à 5 % sur la région frontopariétale de l'écorce cérébrale. Pour ceci, on pratique la craniotomie sous anesthésie à l'hexobarbital (0,4 ml/kg). Nous nous sommes assuré que la craniotomie par elle-même n'agit pas comme antidiurétique. Elle est commencée une demi-heure avant l'administration de la deuxième surcharge d'eau. Immédiatement après cette dernière, on commence les applications de la solution d'adrénaline, qui est préparée comme il a été décrit précédemment ([2]). Chaque application est faite simultanément du côté gauche et du côté droit, et dure 45 s. On en pratique trois, espacées de 15 mn, et deux, espacées de 25 ou 30 mn. Pendant les intervalles, le cortex cérébral est protégé par une compresse de coton imbibée de sérum physiologique tiède.



Épreuve de diurèse chez le Lapin.
——— Témoins.
----- Traités par applications d'adrénaline sur l'écorce cérébrale.

Pour estimer l'effet antidiurétique, on utilise la modification du volume de l'excrétion urinaire en exprimant cet effet en pour-cent de la rétention après 4 h par rapport à l'excrétion des témoins.

Les deux courbes représentées dans la figure, sont construites avec les valeurs moyennes de l'excrétion urinaire de 10 lapins. Chez les témoins, le sommet de l'excrétion se situe en moyenne, à 2 h et demie après la deuxième surcharge d'eau.

A la fin de la quatrième heure, les témoins ont éliminé 93 % de la quantité

d'eau administrée dans le deuxième gavage; par contre, chez les animaux traités par applications d'adrénaline, cette valeur est seulement de 27 %. Chez sept lapins observés pendant 5 h, l'excrétion atteint 37 %. Il faudrait prolonger l'observation pendant 6 ou 7 h pour collecter un volume d'urine représentant 50 % de la deuxième dose d'eau, quantité qui est éliminée chez les témoins en 2 h 50 mn.

En moyenne, la quantité totale d'urine excrétée dans la période de 4 h est de 146 ml chez les témoins, et de 40 ml chez les lapins traités. L'effet antidiurétique, très important, provoqué par les applications d'adrénaline sur le cortex cérébral, se traduit par une rétention urinaire de 72 %. Le débit urinaire moyen pendant les 4 h d'observation est de 0,60 ml/mn chez les témoins, et 0,16 ml/mn chez les traités.

(*) Séance du 11 février 1957.
(1) A. Chamorro et B. Minz, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1368.
(2) A. Chamorro et B. Minz, *C. R. Soc. Biol.*, **150**, 1956, p. 299.

ANATOMIE COMPARÉE. — *Le début de l'ossification du Cartilage de Meckel.* Note de Mlle **Madeleine Friant**, transmise par M. Émile Roubaud.

Le Cartilage de Meckel s'ossifie directement, comme les centres cartilagineux de la base du crâne; mais, en raison de la texture trabéculaire du maxillaire inférieur, au cours du développement, de nombreux chondroblastes disparaissent, d'où la formation de lacunes, sans intervention d'ostéoclastes.

Chez les Mammifères et l'Homme, il existe, au cours du développement de la mâchoire inférieure, un cartilage, très constant dans la série des Vertébrés, le Cartilage de Meckel, qui correspond à une partie de l'arc mandibulaire des Poissons cartilagineux, où il persiste toute la vie.

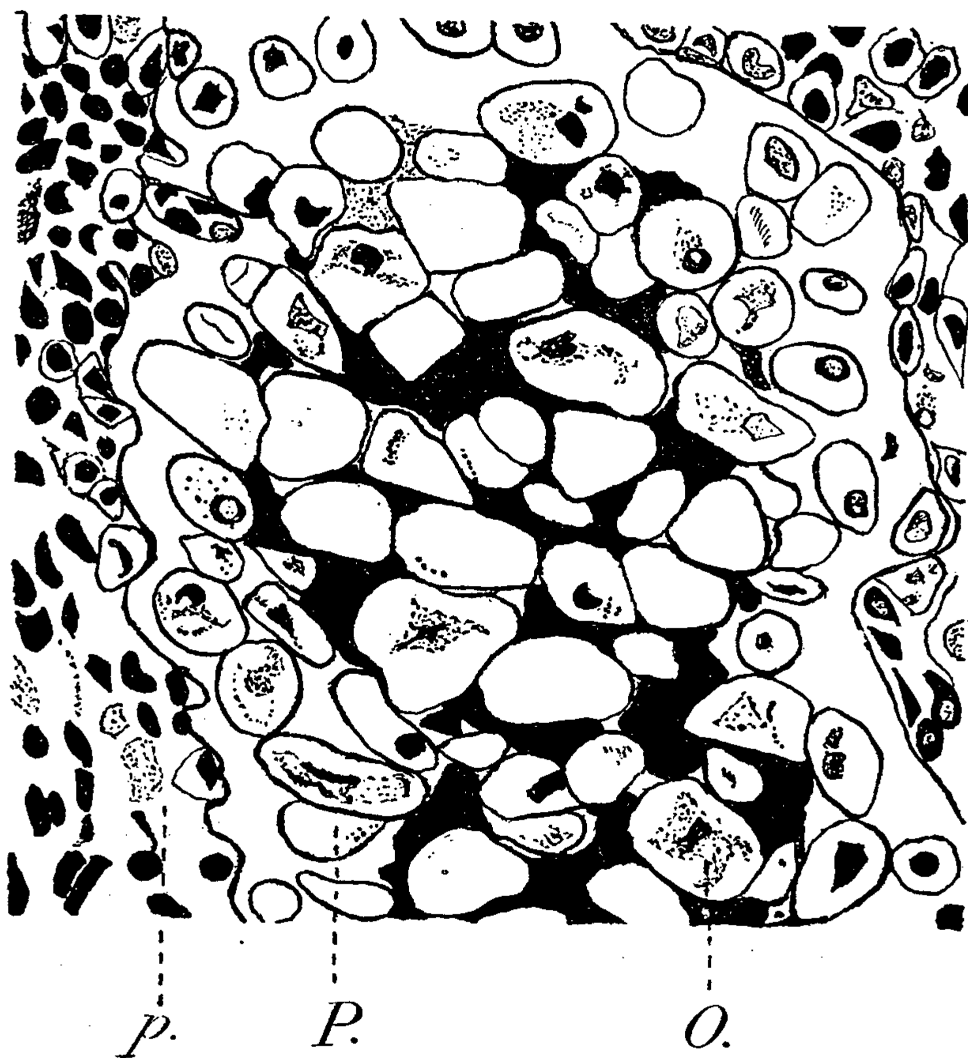
Le Cartilage de Meckel a disparu chez les Mammifères et l'Homme adultes. De quelle manière a-t-il disparu ? Les Anatomistes sont loin d'être d'accord à ce sujet. Pour certains auteurs (G. W. Callender, 1869; E. Dursy, 1869), il est destiné à former le maxillaire inférieur tout entier; pour d'autres (H. Masquelin, 1878; A. Skrivanitch, 1918), il se calcifie en partie; pour d'autres encore (C. Gegenbaur, 1892; M. Parant, 1950), il se résorbe.

La présente Note est destinée à jeter quelque lumière sur l'évolution du Cartilage de Meckel; elle se rapporte à un Rongeur, le Hamster doré (*Mesocricetus auratus* Waterh.), dont M. le Professeur J. Nouvel et Mlle M.-A. Pasquier ont mis plusieurs exemplaires à ma disposition, au Parc zoologique de Vincennes. Ce Mammifère naît, en quelque sorte, très jeune, après 16 jours de vie intra-utérine, comme l'ont bien souligné

M. D. Beatty et H. H. Hillemann (1950). Chez le nouveau-né, la région postérieure du Cartilage de Meckel, en arrière de la première molaire, M_1, n'est pas complètement ossifiée. A ce stade, de même que chez l'embryon humain de 77 mm de longueur (H. Masquelin, 1878), le Cartilage est divisé, vers l'arrière, en deux cordons : l'un, externe, volumineux; l'autre, interne, plus grêle.

1. *Au niveau du cordon grêle*, entouré de son périchondre, l'ossification se poursuit du centre vers la périphérie : elle est *centrifuge*, comme des coupes horizontales de la mandibule le mettent en évidence.

1° Il existe, tout d'abord, un *stade de pré-ossification* où les chondroplastes (cavités contenant les cellules cartilagineuses) se dilatent à l'intérieur de la substance fondamentale, les capsules s'hypertrophient, les chondroblastes, excentriques, demeurent au contact de leur capsule, ou, plus centraux, en sont isolés, mais recouverts d'une mince couche capsuaire. Substance fondamentale et capsules sont imprégnées d'osséine.



Hamster doré (*Mesocricetus auratus* Waterh.) nouveau-né, du Parc zoologique de Vincennes. Coupe horizontale de la mandibule intéressant, du côté droit, le *Cartilage de Meckel*, en arrière de la première molaire; partie médiane du cordon grêle en cours d'ossification; O, stade d'ossification; P, stade de pré-ossification; *p*, périchondre. L'avant est en bas, le côté externe, à gauche.
320 fois grandeur naturelle.

2° Le *stade d'ossification* suit le précédent. Il est visible sur une coupe plus basse, représentée figure 1 : les chondroplastes et les capsules sont très dilatés; la substance fondamentale a disparu, par endroits, là où les capsules se touchent, s'amincissent, puis s'effacent, d'où la formation de

lacunes; en d'autres endroits, la substance fondamentale demeure et se calcifie, ainsi que les capsules adjacentes. Les rares cellules cartilagineuses qui subsistent semblent devenir des ostéoblastes.

Les travées d'os conjonctif, qui formeront la majeure partie du maxillaire inférieur, sont déjà très développées, en dehors des « cordons » du Cartilage de Meckel.

2. *Comparaison de l'ossification du cordon grêle avec celle du cordon épais du Cartilage de Meckel.* — Les deux « cordons » cartilagineux ont une évolution parallèle; mais, au niveau du cordon épais, l'ossification commence à la périphérie et se poursuit vers l'intérieur : elle est *centripète* et non centrifuge, comme au niveau du cordon grêle.

3. *Comparaison de l'ossification du Cartilage de Meckel avec celle d'un centre cartilagineux de la base du crâne.* — Chez un embryon humain de 23 mm de longueur, une coupe horizontale du crâne montre que le centre cartilagineux de l'alisphénoïde (post-sphénoïde), dans sa région interne, est au stade de « pré-ossification », alors que, dans sa région externe, il est déjà ossifié. Pré-ossification et ossification sont comparables aux stades correspondants du cordon grêle du Cartilage de Meckel et, comme eux, sont centrifuges. Un seul fait est à noter : beaucoup moins de chondroblastes disparaissent, ce qui, sans aucun doute, est en rapport avec le fait que l'alisphénoïde est plus compact que le maxillaire inférieur au cours de son développement.

Dans tous les cas étudiés, on observe l'*ossification directe* de la substance fondamentale cartilagineuse, qui succède à un stade de pré-ossification. Elle est tantôt centrifuge (cordon grêle du Cartilage de Meckel, centre cartilagineux de l'alisphénoïde), tantôt centripète (cordon épais du Cartilage de Meckel). Il n'y a pas de différence essentielle, au moins au début de son évolution, entre l'ossification du Cartilage de Meckel et celle des centres cartilagineux de la base du crâne.

ENTOMOLOGIE. — *Sur les femelles d'été de* Halictus scabiosæ (*Rossi*). (*Insecte Hyménoptère*). Note (*) de M^lle^ **Cécile Quénu**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Les espèces du genre *Halictus* qui présentent deux générations annuelles, approvisionnent leur nid à deux reprises : au printemps (mai et juin, parfois même dès avril) et en été (à partir de juillet).

Il nous a été donné d'observer, le 7 juillet 1956, l'approvisionnement d'été d'un nid de *Halictus scabiosæ* (Rossi). La population se composait d'une femelle sédentaire et de trois femelles pourvoyeuses. Les trois récoltantes travaillaient simultanément : entraient tour à tour dans le nid,

y déposaient leur charge de pollen, en ressortaient et volaient de nouveau vers les fleurs. A l'entrée du terrier se tenait la mère des jeunes femelles, jouant le rôle de gardienne.

Tous les occupants du nid ont été, le même jour, capturés, mesurés, comparés, puis disséqués.

On était frappé, au premier abord, par la différence considérable existant entre les trois jeunes femelles et la gardienne. Celle-ci mesurait 16 mm de long. Son corps était massif, son abdomen large avec des bandes ternes et usées. La tête, forte et carrée, dépassait un peu en largeur le thorax. Les ailes, jaunies, étaient déchiquetées à leur extrémité. Les jeunes femelles étaient de taille moindre; la plus longue ne mesurait que 13,5 mm, les autres respectivement 13 et 12 mm. Le corps était étroit, l'abdomen mince et relativement allongé avec des bandes de couleur vive. La tête, dont la forme générale rappelait celle de la vieille femelle, était cependant plus étroite. Les ailes, claires et intactes, présentaient à leur extrémité une bande légèrement enfumée.

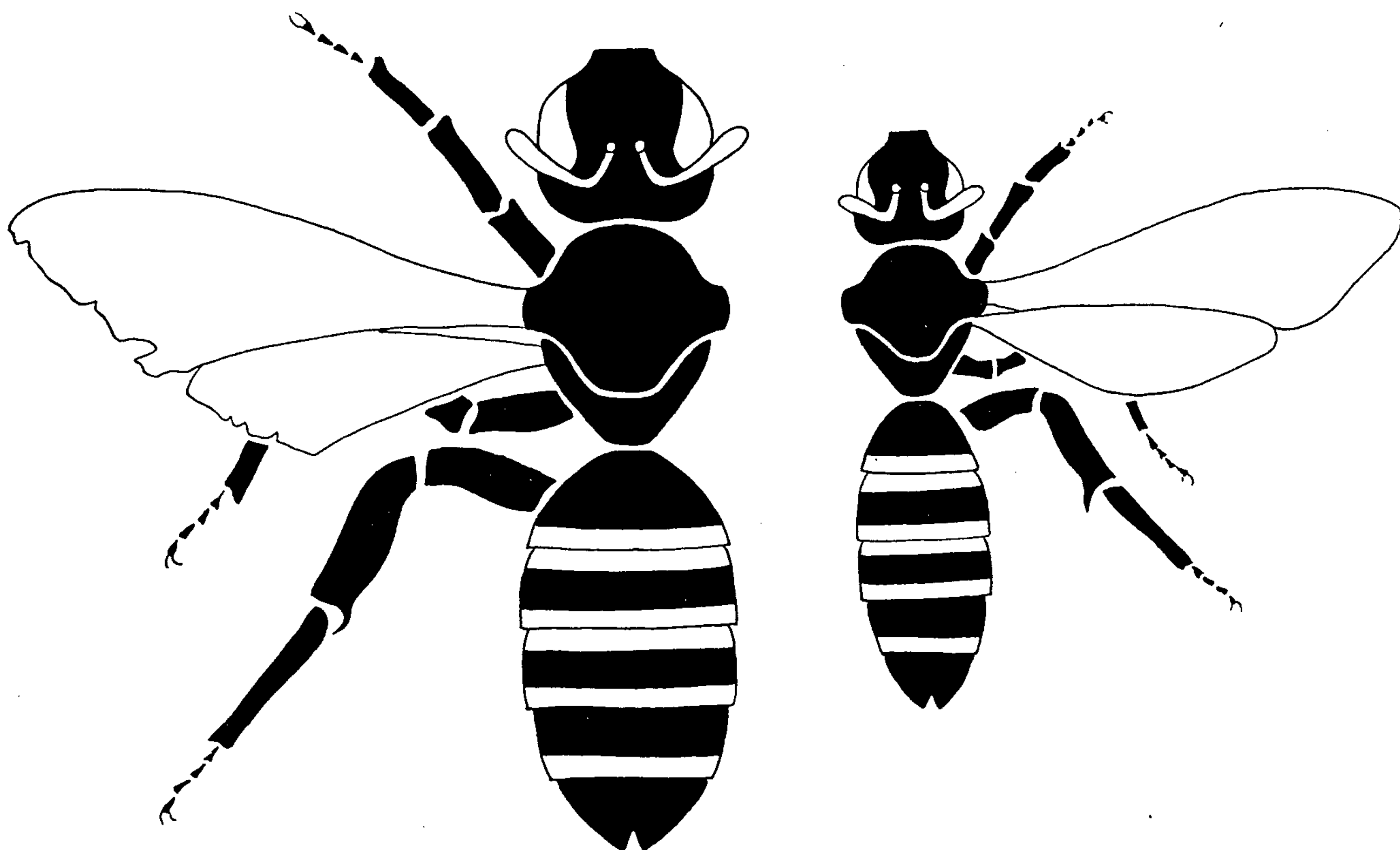


Fig. 1. — Schémas comparatifs de la fondatrice (à gauche) et de la plus petite des trois femelles d'été (à droite). *Halictus scabiosæ* (Rossi).

Nous caractériserons ainsi les deux sortes de femelles : gardienne = vieille femelle, de grande taille, corps massif, tête forte; récoltantes = jeunes femelles, de moindre taille, corps fluet, tête étroite. La figure 1 met en évidence les proportions respectives de la gardienne et de la plus petite des trois jeunes femelles (longueur : 12 mm).

Ces différences morphologiques rappellent un fait déjà connu chez quelques autres espèces d'Halictes : la présence en été, de femelles différant plus ou moins des femelles de printemps. C'est le cas de *Halictus malachurus*, le mieux connu, dont la femelle d'été, *Halictus longulus*, a longtemps été considérée comme une espèce distincte de la première. E. Stöckhert [2] cite, à côté de *malachurus*, deux autres espèces présentant la même particularité : *Halictus pauxillus* est la forme d'été de *Halictus immarginatus* dont elle se distingue, non seulement par sa taille plus réduite, mais aussi par la ponctuation particulière de l'abdomen; les femelles d'été de *Halictus maculatus* sont notablement plus petites que leur mère (6,5 à 8,5 mm contre 8 à 10 mm de long).

Rappelons que, dans ces exemples, et en tous cas chez *Halictus malachurus*, les femelles d'été étant vierges, bien que parfois quelques mâles soient produits en même temps qu'elles (et peut-être aussi par elles), la descendance femelle du nid provient exclusivement de la femelle fondatrice de printemps qui pond jusqu'en automne. Les femelles d'été, qui ne vivent que trois à six semaines, prennent alors la valeur de *femelles auxiliaires*. La fondatrice, dont la longévité peut dépasser une année entière (13 mois d'après Stöckhert) est la *reine* du nid.

Fig. 2*a*. — Les ovaires de la fondatrice.

Fig. 2*b*. — Les ovaires des trois femelles d'été (même échelle que *a*). *Halictus scabiosæ* (Rossi).

Dans le cas qui nous intéresse, celui de *Halictus scabiosæ* (Rossi), les trois jeunes femelles pourvoyeuses du nid se sont révélées, à la dissection, être vierges. Leurs ovaires étaient dans un état tout à fait rudimentaire (*fig.* 2, *b*). Qui pondait dans ce nid sinon la vieille femelle ? Postée à l'entrée du terrier, elle ne prenait aucune part aux travaux de récolte; fécondée, elle possédait un ovaire très long, bien développé, visiblement fonctionnel comme l'attestait la présence de six œufs mûrs (*fig.* 2, *a*). Ajoutons que nous n'avons jamais trouvé chez la fondatrice de printemps, seule alors à approvisionner le nid, semblable développement ovarien. La fondatrice jouirait donc de la possibilité de pondre, après une première période d'activité, une deuxième série d'œufs, quand sont écloses les premières femelles-filles; elle assume en même temps la fonction de gardienne.

En résumé, ces observations ont pour objet d'attirer l'attention sur les particularités morphologiques et biologiques de la génération estivale de *Halictus scabiosæ*. Les premières femelles écloses sont plus petites et plus grêles que leur mère. Elles restent vierges, approvisionnent les cellules construites dans leur nid natal et ne pondent pas. C'est la vieille femelle qui cumule alors les fonctions de gardienne et de pondeuse.

La possibilité d'une double ponte chez la fondatrice et l'existence, en été, de femelles différentes de celles de printemps donnent à penser que l'espèce *scabiosæ* se trouve parmi les Halictes sociaux.

Cette conclusion a été en quelque sorte pressentie par Stöckhert (2), qui, bien que n'ayant pas observé *Halictus scabiosæ*, est arrivé à penser, en lisant les travaux de Fabre (1) relatifs à cette espèce et en les comparant à ses propres résultats obtenus sur *Halictus malachurus*, que *Halictus scabiosæ*, de même que *Halictus calceatus*, également étudiée par Fabre, devaient avoir « déjà franchi le seuil de la vie sociale ».

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) J. H. Fabre, *Souvenirs entomologiques*, 8e série, 1903, Paris.

(2) *Ueber Entwicklung und Lebensweise des Bienengattung Halictus Latr. und ihrer Schmarotzer*, Konowia, Vienne, 2, 1923, p. 48-64, 145-165, 216-247.

ENTOMOLOGIE. — *Observations sur quelques essaimages de Corises (Insectes hétéroptères aquatiques) survenus en Bretagne au cours de l'été* 1956. Note de MM. **Raymond Poisson**, **Gaston Richard** et Mme **Georgette Richard**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Divers auteurs anglais : H. B. N. Hynes (1), D. C. Thomas (2), T. T. Macan (3), E. S. Brown (4), E. J. Popham (5), ont étudié les conditions du repeuplement des points d'eau temporaires à la suite de migrations d'Hémiptères aquatiques. Les travaux de S. W. Frost (6), de G. A. Mazokhine-Porchniakov (7), de C. B. Williams (8) entre autres, ont fourni certaines précisions sur les modalités de la chasse nocturne avec des pièges lumineux. Mais ces résultats sont généraux.

Nous avons voulu étudier, d'une manière plus approfondie, les conditions climatiques au moment des essaimages de Corises, en essayant de les relier entre elles.

Dans la période du 2 juin au 30 novembre 1956, nous avons opéré quotidiennement des chasses nocturnes au lieu dit « Le Haut Vivier » sur la commune de Saint-Gilles, près de Rennes. Ces chasses ont eu lieu depuis la tombée de la nuit jusqu'au lever du jour. Nous utilisons un piège du type « Minnesota » posé à 1 m du sol; le flux lumineux est produit par une lampe à rayons ultraviolets Mazda de 125 W, en verre de Wood.

Pendant les mois d'été, nous avons surveillé très étroitement le piégeage, surtout au cours des premières heures de la nuit. En même temps, nous avons enregistré au voisinage immédiat de la lampe les variations de la température, de l'hygrométrie et de la pression atmosphérique.

Nous avons pu assister ainsi à trois essaimages importants de Corises les 7 et 8 juillet; les 24, 25, 26 et 27 juillet; les 8 et 9 août; un dernier essaimage, très pauvre en espèces, s'est produit le 15 septembre.

Au cours des vols, les Corises arrivaient en grand nombre à la lampe entre 22 et 24 h en général. Leur vol, très rapide, les amenait jusqu'au contact du piège, mais relativement peu d'entre elles y tombaient (les Lépidoptères tombent en plus grand nombre). Par contre, dans la plage herbeuse éclairée par la lampe, les Corises étaient très nombreuses. A partir de minuit, les Corises n'arrivaient plus autour de la lampe, mais celles tombées dans l'herbe ne s'envolaient à nouveau que le lendemain matin.

Ces vols de Corises étaient toujours accompagnés de vols de Coléoptères et marqués par une recrudescence des vols de Lépidoptères.

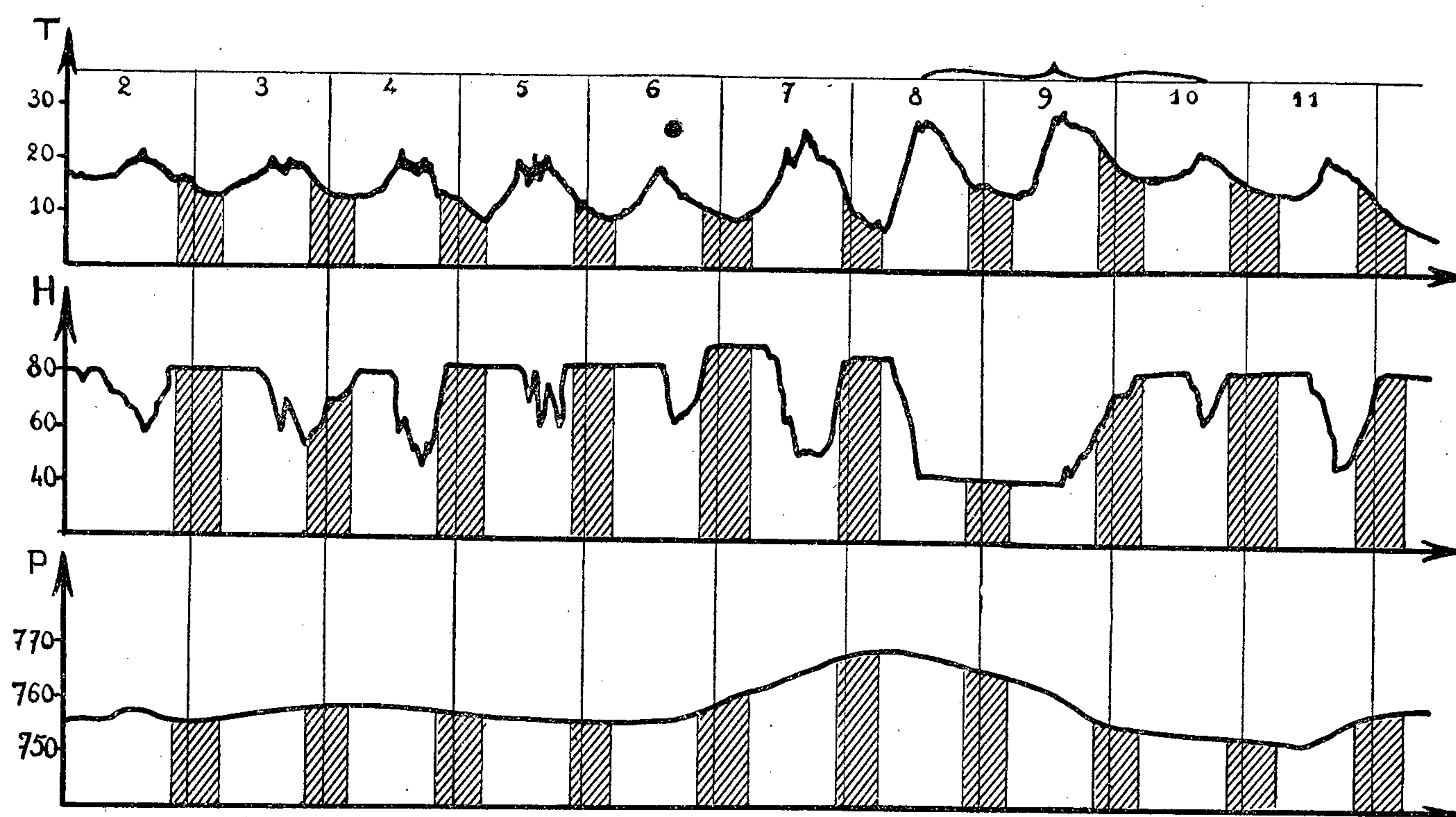


Fig. 1. — Variations de la température (T), du degré hygrométrique (H) et de la pressien atmosphérique (P) au cours de la période s'étendant du 2 au 11 août 1956. Les températures sont exprimées en degrés centigrades; les degrés hygrométriques en tensions relatives de vapeur d'eau; les pressions atmosphériques en centimètres de mercure. La durée de l'essaimage est indiquée par une accolade. Le cercle noir situe la nouvelle lune. Les parties hachurées correspondent à la période quotidienne des chasses.

Les trois gros essaimages de l'été ont coïncidé avec des perturbations atmosphériques importantes : grands écarts thermiques et hygrométriques, sautes barométriques, orages plus ou moins proches. En particulier, ainsi que le montre le graphique choisi comme type (*fig.* 1), chaque essaimage

est corrélatif de pointes thermiques (augmentation des maxima et des écarts nycthéméraux). De plus, ils se sont produits aux périodes de pleine ou de nouvelle lune (nouvelle lune le 8 juillet et le 6 août; pleine lune le 22 juillet).

Toutes les Corises capturées en cours d'essaimage, replacées au contact de l'eau d'un aquarium, s'enfoncent immédiatement et manifestent leur comportement normal. En 24 h, *elles fournissent une ponte abondante.*

Les récoltes dans le piège et quelques prélèvements dans l'herbe ont donné la répartition suivante des espèces : 129 *Sigara* (*Subsigara*) *falleni* (Fieber); 17 *Sigara* (*Sigara*) *dorsalis* (Leach); 16 *Callicorixa præusta* (Fieber); 12 *Sigara* (*Vermicorixa*) *lateralis* (Leach); 11 *Hesperocorixa salhbergi* (Fieber); 5 *Hesperocorixa linnei* (Fieber); 1 *Hesperocorixa mœsta* (Fieber); 1 *Sigara* (*Vermicorixa*) *nigrolineata* (Fieber); 1 *Sigara* (*Retrocorixa*) *semistriata* (Fieber).

La plupart de ces espèces sont très communes dans la région, tant dans les mares permanentes que dans les mares temporaires. Le cas de *Callicorixa præusta*, par contre, est intéressant : cette Corise, d'affinité nordique, n'avait pas encore été signalée en Bretagne (R. Poisson) ([9]). Or, elle a fait partie de toutes les migrations, constituant l'élément dominant de celle du 15 septembre. Nos prélèvements dans les mares n'ont jamais dépassé une zone située à 1 m du bord et nous pensons, soit que *C. præusta* vit dans des eaux plus profondes, soit que ses stations sont extrêmement réduites en nombre. D'après les auteurs anglais, cette dernière hypothèse serait la plus vraisemblable, cette Corise étant en Angleterre une espèce de mares temporaires ([10]).

Mais nos résultats ne sont pas toujours en accord avec ceux de Macan, de Brown, de Popham, de Thomas. En particulier, nous trouvons *Sigara falleni* dans les mares permanentes comme l'affirment les auteurs anglais, mais c'est elle qui domine numériquement toutes les autres espèces récoltées au cours des piégeages lumineux, ce qui contredit les hypothèses de Brown. Il en est à peu près de même de la *S. dorsalis*, compte tenu que cette espèce a été souvent confondue avec *S. striata* (L.).

Enfin, nous estimons que les déplacements de ces Hydrocorises peuvent avoir lieu au début de la nuit, ou au début de la journée. Nous pensons aussi que ces Insectes peuvent être attirés par le rayonnement ultraviolet (et même par les lampes jaunes anti-Insectes), mais que l'attraction par la lumière amène de préférence les Corises vers les régions éclairées les plus basses, ce qui explique le petit nombre d'Insectes récoltés dans le bocal du piège.

En résumé, nos observations sur les *Corixidæ* nous permettent d'affirmer que la permanence des biotopes n'inhibe pas l'essaimage, mais que des facteurs climatiques conditionnent l'envol des Corises « biologiquement

aptes ». Nous soulignons enfin que les migrations dont il vient d'être question n'ont affecté, dans la région considérée, que des *Corixinæ*; aucun *Cymatiinæ* ni *Micronectinæ* n'a été jusqu'ici observé dans les captures à la lumière.

(1) *Proc. Roy. Ent. Soc. London*, (A), **30**, 1955, p. 43-54.
(2) *Proc. Roy. Ent. Soc. London*, (A), **13**, 1938, p. 19-24.
(3) *J. Soc. Brit. Ent.*, **2**, n° **1**, 1939, p. 1-6.
(4) *Proc. Zool. Soc. London*, **121**, n° **2**, 1950, p. 539-545.
(5) *Ent. Mon. Mag. London*, **89**, 1953, p. 124-125.
(6) *J. Econ. Ent.*, **47**, n° **2**, 1954, p. 275-278 et **48**, n° **2**, 1955, p. 155-156.
(7) *C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, **102**, n° **4**, 1955, p. 237-245.
(8) *Trans. Roy. Ent. Soc. London*, **83**, n° **4**, 1935, p. 523-525; *Bull. Ent. Res.*, **42**, n° **3**, 1951, p. 513-517.
(9) *Faune de France. Hétéroptères aquatiques*, Lechevalier (sous presse).
(10) Un exemplaire mâle de *C. præusta* a été capturé, le 18 janvier 1957, dans un étang, à Comper (Ille-et-Vilaine), sous la glace du bord ($t°$ extérieure : — 3°C).

PROTISTOLOGIE. — Elliptothigma limnodrili *Meier. Intérêt de ce Cilié dans une recherche des parentés phylétiques de certains Infusoires astomes.* Note de M. **Pierre de Puytorac**, présentée par M. Louis Fage.

Les jeunes tomites ont les caractères habituels des Thigmotriches *Hysterocinetidæ*, mais les tomontes acquièrent des caractères uniques dans ce groupe et typiques, par contre, chez les Infusoires « Astomes » : division caténulaire avec différenciation d'un primite, allongement du macronucleus et alignement de nombreuses vacuoles pulsatiles tout le long du corps.

Nous avons rapproché (1) des Thigmotriches certains phylums d'Infusoires astomes, que nous avons définis (*Hoplitophryidæ*, *Anoplophryidæ*) et dont nous avons montré l'homogénéité (1954). Kozloff (1954) ayant prouvé, de son côté, que les Tétrahyméniens sont une souche possible de certains astomes (2), nous avons conclu (1955) que les racines les plus profondes d'un grand nombre de ces Ciliés seraient donc bien, en définitive, dans les Hyménostomes (3), point de vue adopté, à notre suite, par Corliss (4). Nous avons vu les *Hoplitophryidæ* comme un rameau dont l'origine est proche de celle des *Hysterocinetidæ*.

Ayant pu observer l'un d'eux, *Elliptothigma limnodrili*, déjà brièvement signalé par M. Meier (5), chez les *Limnodrilus udekemianus* Clap. des marais du lac d'Ochrid (Yougoslavie), nous pensons qu'un intérêt particulier mérite de lui être apporté, car son existence vient en confirmation de nos idées.

Les tomites jeunes ont les caractères typiques des *Hysterocinetidæ*. Le corps piriforme, aplati latéralement, est muni, sur sa face gauche,

d'une ventouse dont la surface intérieure est renforcée par un cytosquelette qu'édifient de fines fibrilles étalées en six trames principales superposées (*fig.* 1 et 2). La plus profonde (P 1) est constituée d'une dizaine de paquets, de 4 à 6 fibres chacun, allant d'un bord à l'autre de la ventouse et se croisant entre eux, par groupe de deux, à l'une de leurs extrémités, qui est

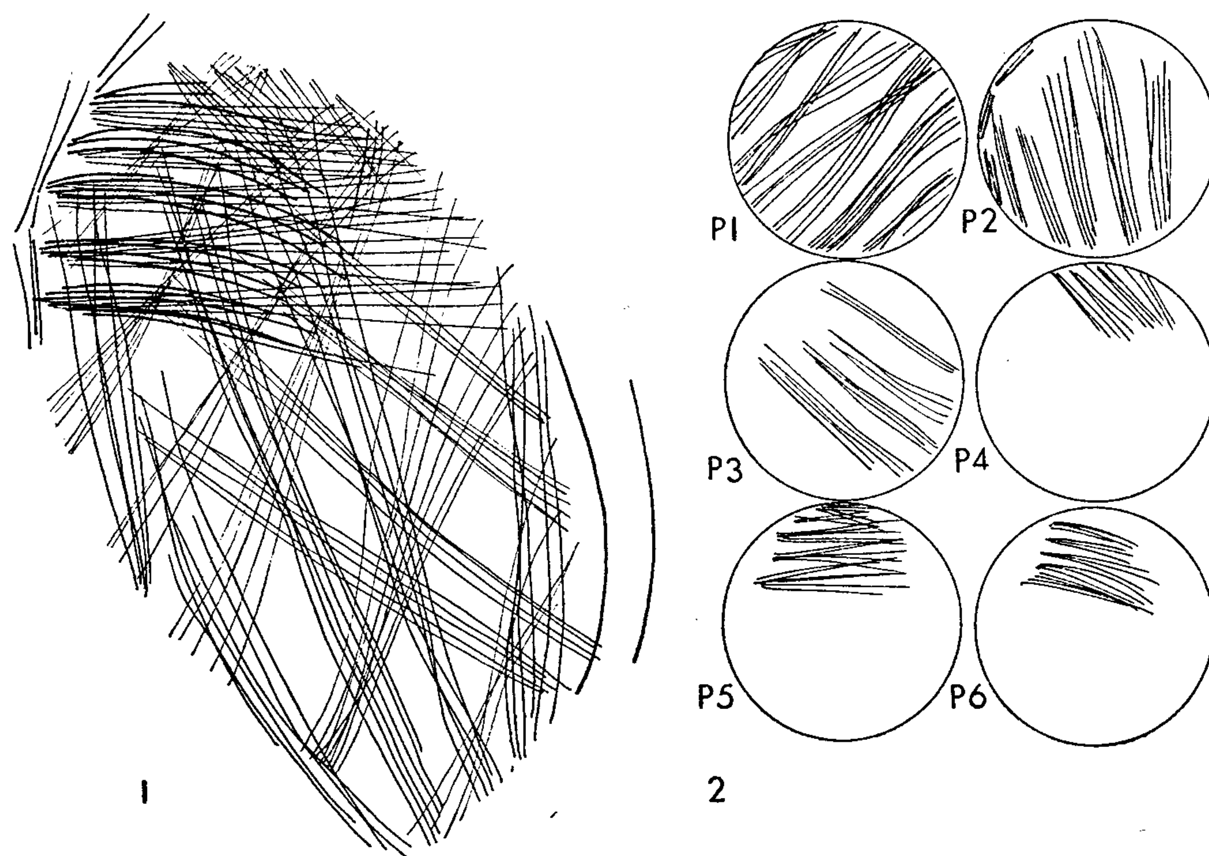


Fig. 1. — Aspect général du cytosquelette de la ventouse d'*Elliptothigma limnodrili*.
Fig. 2. — Schématisation des six trames principales de fibres superposées (P 1 à P 6) constituant le cytosquelette.

alternativement, dans les groupes successifs, la droite ou la gauche, la disposition générale étant en zigzag. Six à huit pinceaux de 6 à 10 fibres chacun, remontant dans le sens de l'axe antéropostérieur de la ventouse, depuis sa région postérieure ou sa paroi gauche, vers l'avant, forment la couche suivante (P 2). Un autre plan est construit par 4 à 6 faisceaux de fibres partant du bourrelet droit de l'appareil fixateur vers le bourrelet opposé en coupant à angle aigu les filins de la strate précédente (P 3). Par leurs différentes orientations, les éléments constitutifs de ces trois trames dessinent, dans leur ensemble, des figures en losange immédiatement visibles, sauf dans la moitié antérieure de l'organe adhésif où sont localisés les trois derniers plans, sus-jacents aux précédents. Une dizaine de fibres courtes, isolées ou rapprochées par 2 ou plus de 2, courant obliquement de la paroi antérolatérale droite de la ventouse vers sa droite, avec 6 faisceaux de fibres serrées, transversales et rayonnant en éventail, forment respectivement la 4^{e} et 5^{e} couche (P 4, P 5). Cinq groupes de câbles squelettiques, dont l'orientation semble suivre celle des cinéties incluses dans la ventouse, et comprenant chacun une dizaine de fibres, légèrement coudées vers l'arrière et convergeant par leurs extrémités

gauches, constituent la plus superficielle des strates de ce cyto-squelette (P 6), de complexité insoupçonnée mais de plan architectural classique chez les *Hysterocinetidæ*, comme nous le montrerons ailleurs.

La bouche est située sur la marge postérieure de la cellule, avec le péristome constitué de 3 lignes de grains basaux (*fig.* 3) formant la base des pseudomembranelles et suivi d'un court cytopharynx à membrane ondulante. 16, des 25 stries longitudinales environ, constituant le cinétome

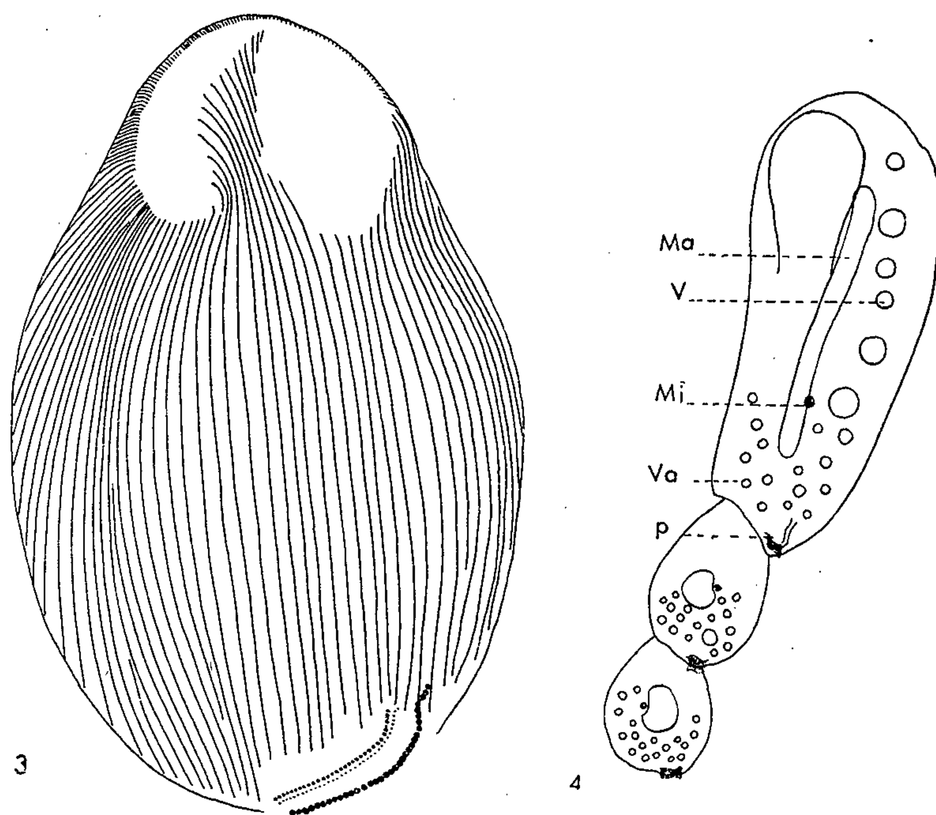


Fig. 3. — Cinétome d'un jeune tomite d'*Elliptothigma limnodrili*. Imprégnation argentique. G. × 450.

Fig. 4. — Silhouette d'un agrégat caténulaire d'*Elliptothigma limnodrili*. Ma : macronucleus; Mi : micronucleus; V : vacuole pulsative; Va : vacuoles alimentaires; p : péristome et cytopharinx. G. × 200.

de la face gauche, se prolongent dans la gouttière centrale de la ventouse (*fig.* 3). L'appareil pulsatile et les vacuoles alimentaires sont tassées dans la moitié postérieure de la cellule, tandis que se tient dans sa partie médiane un macronucleus ovale ou réniforme, logeant, dans une dépression, un micronucleus petit et sphérique.

Ces derniers caractères se modifient chez le tomonte qui acquiert l'aspect général typique d'un astome de la sf. des *Radiophryinæ*. En effet, les cellules filles, provenant de la division inégale, ne se séparent pas immédiatement, ce qui crée la formation d'un agrégat caténulaire de 2 à 4 satellites, avec différenciation d'un primite dont l'extrémité postérieure est le siège du « bourgeonnement » (*fig.* 4), faits uniques chez les *Hysterocinetidæ*, mais de règle chez beaucoup de *Radiophryinæ* et qui sont l'indice d'une physiologie particulière commune. Le macronucleus s'allonge en une large bande rubanée et une dizaine de vacuoles pulsatiles s'alignent en une rangée longitudinale tout le long du corps, caractères là encore inconnus chez les autres *Hysterocinetidæ* mais classiques chez tous les « Astomes ». La dissymétrie des faces latérales, d'une part, et des parties droites et

gauches de la face latérale gauche, d'autre part, marquée par des différences dans la topographie ciliaire (*fig.* 3), l'existence de l'aire antérieure en V avec un squelette à son niveau, l'importance d'une zone d'intense multiplication des stries à la droite de la face latérale gauche sont, en outre, autant de caractères, présents chez d'autres *Hysterocinetidæ* également, mais communs aussi avec les *Radiophryinæ.*

Il existe ainsi trop d'analogies morphologiques et physiologiques entre le tomonte d'*Elliptothigma limnodrili* et les *Radiophryinæ* pour y voir un simple effet de convergence provoqué par la vie dans un milieu semblable. L'existence de ce Cilié nous paraît donc un argument supplémentaire à notre hypothèse d'une parenté phylétique proche entre le rameau *Hysterocinetidæ* des Thigmotriches et celui des astomes *Hoplitophryidæ*, à considérer non comme provenant d'une dérivation directe mais comme due à la proximité des deux points de départ.

(1) *Ann. Sc. nat. Zool.*, **16**, série II, 1954, p. 85-270.
(2) *J. protozool.*, **1**, 1954, p. 200-206.
(3) *Arch. Zool. gen. et exp. N. et Rev.*, **93**, 1955, p. 20-34.
(4) *Systematic Zool.*, 5, nº 2, 1956, p. 68-140.
(5) *Arch. f. Protist.*, **100**, 1954, p. 211-245.

BIOMÉTRIE. — *Étude par l'analyse factorielle des dimensions du corps des mâles, des femelles et des indifférenciés d'une population d'*Idotea viridis, *Isopode valvifère.* Note (*) de M. **Jean Matsakis**, transmise par M. Albert Vandel.

Des comparaisons multiples, — entre individus parvenus à des stades différents d'une part, et entre individus appartenant à des populations différentes d'autre part, — appuyées sur des mesures nombreuses, nous ont conduit à un certain nombre de conclusions relatives au développement de divers Isopodes et aux variations de la forme du corps au cours de la croissance. Nous résumons l'essentiel de ces conclusions.

1º *L'allométrie de taille* et la croissance *rythmique* (1) d'un segment donné sont en rapport, plus ou moins étroit, avec l'allure de la croissance, pendant la même période, d'autres segments souvent éloignés du segment considéré. Autrement dit, certains écarts sensibles à l'allométrie de croissance globale constituent non seulement un phénomène régulier, mais encore ils dépendent d'autres écarts, à un degré plus ou moins important suivant les segments, 2º Les vitesses de croissance de certaines parties varient de façon *concomitante* et souvent en *sens inverse.* Par exemple, une accélération dans l'élargissement des segments du péréion est accompagnée très fréquemment d'un ralentissement relatif dans l'allongement des appendices, antennes et péréiopodes, et inversement.

Nous avons pensé que l'analyse de la *variabilité individuelle* au sein d'une population bien déterminée était susceptible de confirmer l'existence de tels rapports et d'apporter des précisions et des enseignements supplémentaires. Nous présentons ici les résultats relatifs à l'examen de 92 individus d'*Idotea viridis*, récoltés dans la même station (étang de Leucate-Salses, récolte du 8 octobre 1955).

Les dimensions mesurées sur chaque individu sont les suivantes : taille globale (T); longueur du pléotelson (t); largeur du céphalon (C) et largeur des péréionites III et VI, épimères compris (p_3 et p_6); longueur du cinquième article de la hampe (h) et du flagelle de l'antenne (f). A partir des tables de corrélations calculées séparément pour les mâles, les femelles et les indifférenciés (c'est-à-dire les animaux n'ayant pas encore subi la quatrième mue), nous avons pratiqué une analyse factorielle dont le tableau ci-dessous donne les résultats.

Coefficients de saturation.

	Mâles.			Femelles.			Indifférenciés.		
	I(α).	II(β).	III(γ).	I(α).	II(θ).	III(δ).	I(α).	II(ε).	III(ζ).
T....	0,995	0,000	0,098	0,979	—0,114	0,058	0,0981	0,092	0,056
t....	0,992	0,058	0,047	0,949	—0,233	—0,062	0,975	0,145	—0,048
C....	0,969	—0,003	0,047	0,961	0,154	0,072	0,985	0,063	0,054
p_3...	0,966	—0,176	—0,067	0,949	0,196	—0,135	0,980	—0,114	—0,066
p_6...	0,984	—0,134	—0,016	0,970	0,058	—0,180	0,978	—0,133	—0,118
h....	0,984	0,054	—0,095	0,968	—0,038	0,008	0,960	—0,064	0,065
f....	0,989	0,128	—0,053	0,976	0,010	0,000	0,988	0,000	0,112
c....	0,943	0,099	0,014	0,869	0,000	0,235	0,998	0,040	—0,060

Nous avons dans chaque cas cherché à extraire trois facteurs par la méthode de sommation simple de Burt-Thurstone. Aucune condition n'a été imposée *a priori* pour l'interprétation, et il ne nous a pas paru nécessaire de faire subir une rotation préalable. Pour la discussion nous n'avons pas retenu les effets de facteurs dont l'intervention rend compte de moins de 1 % de la variance totale. Les formules de prévision permettent de restituer les données de façon satisfaisante. Nous donnons ci-après la dimension mesurée et la dimension théorique déduite (en caractères gras) pour 10 individus choisis au hasard, 5 pris parmi ceux de l'échantillon étudié (A) et 5 récoltés dans une station différente (B).

Des résultats obtenus nous tirerons les conclusions suivantes :

1° un facteur α conditionnant de beaucoup la majeure partie de la croissance, est commun aux mâles, aux femelles et aux indifférenciés;

2° ce facteur général présente des effets variables, pour chacune des dimensions étudiées, mais ces effets sont parallèles chez les mâles et les

femelles en sorte que ce facteur ne joue qu'un rôle négligeable dans la différence de forme entre les deux sexes, telle qu'elle ressort de l'examen des dimensions des différentes parties étudiées;

(A)	T....	3,958	**3,988**	4,927	**4,737**	5,274	**5,320**	5,673	**5,632**	6,463	**6,317**
	t....	1,261	**1,259**	1,563	**1,589**	1,677	**1,733**	1,822	**1,911**	2,161	**2,178**
	C...	0,784	**0,818**	0,911	**0,939**	1,016	**1,003**	1,018	**1,041**	1,038	**1,134**
	p_3...	0,869	**0,909**	0,977	**0,999**	1,026	**1,086**	1,046	**1,094**	1,229	**1,242**
	p_6...	0,869	**0,871**	0,959	**0,983**	1,086	**1,093**	1,066	**1,152**	1,297	**1,280**
	h....	0,271	**0,280**	0,344	**0,373**	0,380	**0,401**	0,431	**0,434**	0,453	**0,503**
	f...,	0,706	**0,711**	1,092	**1,162**	1,315	**1,297**	1,472	**1,503**	1,810	**1,882**
	c....	0,507	**0,533**	0,622	**0,624**	0,658	**0,662**	0,646	**0,680**	0,724	**0,751**
(B)	T....	4,515	**4,485**	4,588	**4,474**	4,696	**4,604**	5,618	**5,395**	8,261	**8,365**
	t....	1,495	**1,477**	1,545	**1,475**	1,592	**1,499**	1,762	**1,750**	2,784	**2,896**
	C...	0,814	**0,894**	0,850	**0,902**	0,825	**0,911**	1,016	**0,945**	1,294	**1,270**
	p_3...	0,935	**0,975**	1,025	**1,047**	0,952	**1,029**	1,047	**0,992**	1,544	**1,449**
	p_6...	0,935	**0,951**	1,032	**1,009**	0,970	**1,003**	1,128	**1,030**	1,745	**1,726**
	h....	0,350	**0,342**	0,335	**0,359**	0,350	**0,347**	0,362	**0,404**	0,639	**0,680**
	f....	0,983	**0,995**	0,977	**1,017**	0,995	**0,987**	1,088	**1,139**	2,836	**2,781**
	c....	0,501	**0,594**	0,537	**0,593**	0,584	**0,594**	0,646	**0,679**	0,803	**0,879**

3° un facteur spécial, θ, trouvé uniquement chez les femelles différenciées est responsable pour une grande part des différences de forme entre mâles et femelles; il détermine chez ces dernières un élargissement du troisième péréionite et inhibe l'allongement du pléotelson;

4° un facteur détermine une accélération de la croissance du flagelle et un allongement du céphalon et inhibe l'élargissement du sixième péréionite; ce facteur trouvé chez les mâles (β), semble se retrouver chez les femelles (δ), et chez les indifférenciés (ζ), avec certaines variantes; on pourrait par conséquent admettre, soit l'existence de facteurs distincts mais présentant des effets en grande partie parallèles, soit l'existence d'un même facteur, facteur *neutre*, dans tous les cas;

5° des différences notables caractérisent l'influence du facteur général chez les indifférenciés aussi bien par rapport aux mâles que par rapport aux femelles différenciés; ces différences doivent être en relation avec l'état spécial, *larvaire* des individus des tout premiers stades, individus qui ne peuvent donc être considérés comme représentant seulement des « indifférenciés », mâles ou femelles.

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) NEEDHAM, 1937; BOCQUET, 1953; MATSAKIS, 1954, cités et commentés *in* MATSAKIS, *Bull. Soc. Zool. France*, 1955, p. 61.

BIOLOGIE. — *Note préliminaire sur la transformation de la pince des mâles du Crabe Oxyrhynque* Pisa tetraodon (*Pennant*). Note de Mme **Geneviève Vernet-Cornubert**, présentée par M. Louis Fage.

Différentes études concernant l'évolution de la pince des Crabes Oxyrhynques ont été déjà publiées; en particulier Smith (1) a observé les différents stades de la pince d'*Inachus mauritanicus*; Teissier, plus récemment, a effectué d'importantes études biométriques sur *Macropodia rostrata* (2), *Maïa squinado* (3), (4), (5), *Maïa verrucosa* (4).

Notre étude a porté sur un autre représentant des Oxyrhynques : *Pisa tetraodon* (Pennant); en effet, la pince du mâle adulte de cette espèce diffère de la pince femelle non seulement par sa grosseur mais aussi par sa morphologie. Cette différence morphologique s'établit au cours des mues successives des animaux. En effet, chez les individus juvéniles des deux sexes (jusqu'à ce que le mâle atteigne une taille d'environ 15 mm) les pinces sont semblables (*fig.* A) : les doigts sont accolés l'un à l'autre et portent des dents sur toute la longueur de leurs faces internes; la pince des femelles gardera toujours cet aspect.

Chez les mâles dont la taille est comprise approximativement entre 15 et 30 mm, la pince est très légèrement modifiée : les doigts sont un peu plus écartés, les dents sont légèrement émoussées; sur la face interne du dactylopodite il peut parfois se former une petite protubérance. De plus, les différents articles de la pince subissent une croissance beaucoup plus forte que celle des articles de la pince femelle : le mâle est arrivé au stade prépubère, appelé aussi stade « mâle faible » (*fig.* B).

Ces changements dans la morphologie de la pince sont accompagnés de diverses modifications des autres caractères sexuels externes, modifications qui feront l'objet d'une publication ultérieure.

Enfin chez les grands mâles, ou « mâles forts », les pinces peuvent présenter deux formes différentes : chez certains la pince a la forme typique du mâle pubère de *Pisa tetraodon*, telle qu'elle a toujours été décrite dans les ouvrages de systématique; chez d'autres, la pince a une forme intermédiaire entre cette forme typique et celle de la pince du mâle prépubère.

Chez les premiers les doigts se sont encore écartés l'un de l'autre dans la partie proximale et, arqués vers l'extérieur, laissent entre eux un large vide; ils ne se rejoignent qu'à leurs extrémités distales qui seules sont denticulées, les dents étant en nombre limité. Les autres dents qui, chez les mâles prépubères, étaient situées sur toute la longueur des doigts ont disparu. La protubérance, qui était déjà apparue dans certains cas

à la mue de prépuberté sur la face interne du dactylopodite, est importante et a grossièrement la forme d'un tronc de pyramide à base rectangulaire. Les dimensions de la pince ont considérablement augmenté (*fig.* D).

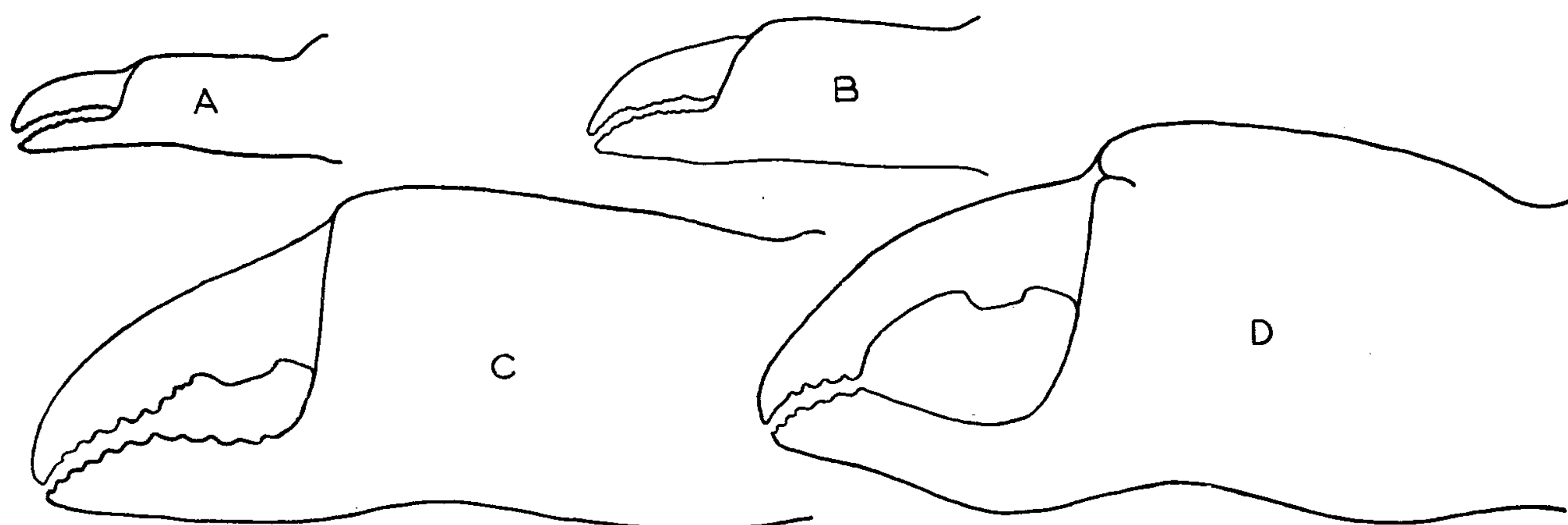


Fig. A : Pince des mâles juvéniles et des femelles (femelle de 35,8 mm). — Fig. B : Pince des mâles prépubères (mâle de 39,3 mm) — Fig. C : Pince à forme intermédiaire des mâles pubères (mâle de 50,3 mm). — Fig. D : Pince typique des mâles pubères (mâle de 47,9 mm).

Chez les seconds il existe également un vide entre les doigts mais il est bien moins important car les doigts ne sont pas arqués vers l'extérieur; la partie distale, où les doigts sont en contact l'un avec l'autre, est plus longue et les dents sont souvent plus nombreuses; la protubérance située sur la face interne du dactylopodite est moins prononcée. La largeur du propodite a augmenté par rapport à celle du propodite prépubère mais cependant dans des proportions légèrement moindres que dans le premier cas (*fig.* C).

Nous ne pouvons donner un pourcentage précis des animaux des deux catégories; le nombre des mâles à pinces intermédiaires est cependant plus grand que celui des mâles à pinces typiquement pubères.

Discussion. — L'idée qui paraissait se dégager directement de ces observations était qu'il existait entre la forme pubère et la forme que nous avons définie comme prépubère, une forme de passage où la pince présentait l'aspect intermédiaire, les mâles de cette catégorie acquerrant la forme typique plus tard dans la saison ou même l'année suivante. Mais les observations obtenues par l'élevage de ces animaux ont détruit cette hypothèse, si logique qu'elle put paraître *a priori*.

En effet : 1° Des animaux de mêmes dimensions et au même stade prépubère ont acquis lors d'une mue, les uns des pinces ayant la forme typique (sans passer par la forme intermédiaire), les autres des pinces ayant la forme intermédiaire.

2° Les mâles des deux catégories ont mué à la même époque (avant la période de reproduction) et étaient tous au même stade de maturité sexuelle, c'est-à-dire en pleine spermatogenèse.

3° Les mâles des deux catégories ont été élevés séparément, chacun avec une femelle, qui, ayant fait sa mue de puberté en élevage, n'a pu être fécondée que par le mâle placé avec elle; or ces femelles ont toutes pondu des œufs qui ont éclos : les mâles des deux catégories sont donc aptes à se reproduire.

4° Les mâles ont été gardés plus d'un an en élevage; un nouvel automne (saison de la mue de puberté) s'est donc écoulé pour ceux qui avaient atteint le stade à pinces intermédiaires; ces derniers n'ont jamais mué et, actuellement, ne donnent aucun signe de mue prochaine. La forme acquise à l'automne 1955 est donc une forme définitive.

Nous avons envisagé la possibilité de deux espèces : une sous-espèce pourrait avoir en effet un caractère sexuel différent de ceux de l'autre espèce; or il existe une variété de *Pisa tetraodon*, *Pisa corallina*, signalée par Bouvier et dont la carapace est plus étroite Nous en avons trouvé quelques exemplaires très reconnaissables et nous pouvons affirmer que les mâles qui font l'objet de cette Note n'appartiennent pas à cette sous-espèce.

N'ayant trouvé, hormis cette variation de la pince, aucun caractère différenciant les mâles à pinces typiquement pubères des mâles à pinces intermédiaires, il semble difficile de supposer l'existence d'une nouvelle sous-espèce basée sur ce seul caractère distinctif.

Il ne fallait pas non plus négliger l'hypothèse de la présence possible d'un parasite Rhizocéphale qui entraverait le développement des caractères sexuels externes et de ce fait pourrait empêcher l'évolution de la pince; on sait en effet qu'une Sacculine parasite une autre espèce de Pisa, *Pisa gibbsi*; mais nous n'avons jamais trouvé aucune trace de Sacculine externe ou interne chez *Pisa tetraodon*. De plus les gonades sont aussi bien développées chez les mâles à pinces typiques que chez les mâles à pinces intermédiaires. Cette hypothèse n'est donc pas à retenir.

En conclusion, la pince du mâle de *Pisa tetraodon* n'atteint pas toujours la forme caractéristique. Pour une raison à déterminer, cette pince peut avoir son évolution arrêtée à un stade intermédiaire, la forme typique constituant en quelque sorte un caractère sexuel externe facultatif.

(1) *Mitth. Zool. Stat. Neapel.*, **17**, 1906, p. 312.
(2) *Bull. Biol. France-Belgique*, **1**, fasc. 4, 1933, p. 1.
(3) *Trav. Stat. Biol. Roscoff*, **13**, 1935, p. 91.
(4) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 67.
(5) *Arch. Zool. Exp.*, **92**, 1955, p. 221.

BIOLOGIE. — *Étude de la spermatogénèse chez l'Oniscoïde hermaphrodite,* Rhyscotoides Legrandi. Note (*) de M. **Gabriel Johnson**, transmise par M. Albert Vandel.

Chez Rhyscotoides Legrandi les cycles spermatogénétiques se succèdent de la puberté ♂ à la mort. Il y a donc successivement une phase purement ♂ puis une phase de gamétogénèse ♂ et ♀ simultanée. La persis-

tance de l'*appendix masculina* pendant la phase ♀ trouve ainsi son explication dans le maintien de l'activité des testicules, contrairement à ce qui se passe chez d'autres Isopodes (Cymothoadiens, Épicarides).

J'ai exposé (1) dans une Note précédente l'évolution morphologique de la gonade de *Rhyscotoides Legrandi*, crustacé isopode terrestre hermaphrodite. H. G. Jackson (2) avait cru remarquer que chez *Rhyscotoides Ortonedæ* B. L. l'entrée en activité des ovaires s'accompagne d'une rupture de la voie ♂, séparant testicules et vésicule séminale. Il ajoutait que les testicules persistent du côté externe des ovaires mais deviennent complètement inactifs. Cependant, en discutant ses résultats, cet auteur a émis l'hypothèse que chez le spécimen n° 26, où des portions de testicules primitifs restent attachées à la vésicule séminale, il est possible que l'équilibre entre phases ♂ et ♀ soit tel qu'une légère influence permette un retour de la phase ♂, avec renouveau d'activité des restes de testicules.

Tout au contraire, l'étude sur un matériel frais de nombreux individus de toutes tailles de *R. Legrandi* en phase ♀ m'a permis de mettre en évidence le maintien de la continuité entre testicules, vésicule séminale et canal déférent. La connexion entre ces différentes zones est d'ailleurs fragile et il ne fait aucun doute que Jackson l'ait rompue sans s'en apercevoir. L'examen des coupes sériées, aussi bien dans le sens longitudinal que transversal, a confirmé les résultats de la dissection. Par ailleurs, chez tous ces individus on trouve des spermatozoïdes dans la voie ♂. On peut se demander si ces éléments ♂ correspondent à un reste de gamètes produits au cours de la phase ♂ précédente ou si au contraire la spermatogénèse se poursuit pendant la phase ♀. L'examen cytologique des utricules testiculaires a résolu la question. J'ai pu retrouver dans ceux-ci, l'aspect typique observé pendant la phase ♂ pure, c'est-à-dire d'une part les différents stades de la spermatogénèse — y compris des stades fugaces comme les spermatides — d'autre part, un tissu sertolien normalement développé.

Sur 8 ♀ gravides de toutes tailles (3,9; 4,1; 4,2; 4,5; 4,6; 4,8; 4,9; 5,3 mm), *quatre* présentaient des spermatides typiques; en outre, chez toutes, la vésicule séminale et le canal déférent étaient bourrés de spermatozoïdes.

Donc la spermatogénèse commencée à la taille de 2,7 mm chez *Rhyscotoides Legrandi* se poursuit normalement jusqu'au maximum de taille (5,3 mm). Ceci amène à conclure que les deux portions ♂ et ♀ de la gonade sont simultanément actives dès l'instant où l'individu passe dans la phase ♀.

On ne peut manquer de comparer ce résultat jusqu'ici unique dans l'ordre des Isopodes à ceux obtenus par P. Mayer (3), G. Montalenti (4), J. J. Legrand (5) sur *Anilocra physodes* (Cymothoadien), Caullery et

Mesnil [6] sur *Hemioniscus balani* (Épicaride). Dans ces cas, il s'agit d'un hermaphrodisme protérandrique successif marqué par une régression des testicules et une disparition totale des appendices copulateurs ♂. La persistance de l'appareil copulateur ♂ des *Rhyscotidæ* après le passage dans la phase ♀, coïncide avec le maintien de l'activité testiculaire. Cette constatation appuie la démonstration expérimentale du rôle endocrinien du testicule des Oniscoïdes, dans la différenciation des caractères sexuels secondaires ♂ [7].

(*) Séance du 11 février 1957.
(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 806.
(2) *Quart. J. Micr. Sc.*, **71**, 1928, p. 527-539.
(3) *Mitth. Zool. Stat. Neapel*, **1**, 1878, p. 165-179.
(4) *Publ. Staz. Zool. Napoli*, **18**, n° 3, 1941, p. 337-394.
(5) *Arch. Zool. expér.*, **89**, 1952, p. 1-56.
(6) *Bull. Biol. France-Belgique*, **34**, 1901, p. 316-362.
(7) J. J. LEGRAND, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 120.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Mise en évidence d'une action inhibitrice de l'extrait d'embryons de la race de poules « Courtes-pattes »* Creeper *sur la croissance des tibias cultivés* in vitro. Note de M. **ÉTIENNE WOLFF** et Mme **MADELEINE KIENY**, présentée par M. Maurice Caullery.

L'extrait d'embryons de la race de poules achondroplases *Creeper* inhibe la croissance des tibias normaux cultivés *in vitro*. L'extrait d'embryons de la race normale allélomorphe stimule la croissance des tibias *Creeper* cultivés *in vitro*.

L'achondroplasie héréditaire des Oiseaux a été étudiée par W. Landauer [1] chez les poules de race *Creeper*, au point de vue génétique et embryologique. Les os longs, spécialement les tibias, de la forme hétérozygote, sont plus courts et plus épais que ceux de la race normale allélomorphe. Ces différences, en même temps qu'une courbure aberrante, sont dues à une anomalie de la formation des cartilages et à une ossification précoce [2].

P. Ancel [3] a obtenu la « phénocopie » de cette malformation en traitant des embryons de poulet normaux de 2 jours par des substances chimiques, en particulier par la paraminobenzènesulfamide. On peut se demander s'il existe, dans le sang ou dans l'extrait embryonnaire de la forme *Creeper* hétérozygote, des substances responsables de l'achondroplasie, ou, réciproquement, si une ébauche de membre *Creeper* peut évoluer en membre normal dans un embryon normal. D'après V. Hamburger [4] la morphogénèse d'un bourgeon de membre *Creeper* ne paraît pas modifiée, s'il est greffé dans un embryon normal.

Nous avons envisagé le problème sous deux aspects. L'extrait d'embryons normaux stimule-t-il la croissance des tibias *Creeper* ? L'extrait d'embryons *Creeper* inhibe-t-il la croissance des tibias normaux ?

A l'aide de la technique de cultures organotypiques pratiquée dans notre laboratoire ([5]), nous avons explanté des tibias de 6 à 7 jours d'incubation, prélevés sur des embryons normaux et sur des embryons *Creeper* issus du croisement de *Creeper* hétérozygotes. A ce stade, on peut déjà les distinguer les uns des autres, d'après leur aspect morphologique, et c'est pourquoi nous avons choisi ce stade. Ce n'est donc pas sur la phase la plus précoce de la différenciation que porte notre expérience. Les deux types de tibias sont cultivés sur des milieux contenant de l'extrait d'embryons de 9 jours, soit de *Creeper*, soit de normaux. On ajoute du plasma de poulet aux milieux sur lesquels sont explantés les plus jeunes tibias (6 à 6 jours et demi), afin de favoriser leur développement [Ét. Wolff et M. Kieny ([6])].

Les tableaux suivants résument les résultats de deux séries expérimentales :

TABLEAU I.

Milieu standard à base d'extrait d'embryons. Tibias de 6 jours 1/2 à 7 jours.

Culture sur :		Nombre.	Croissance linéaire (%).	Croissance pondérale (%).
Tibias normaux	Extrait normal......	10	65	107
	» *Creeper*.....	10	55	109
Tibias *Creeper*	» normal......	11	51	107
	» *Creeper*.....	11	37	55

TABLEAU II.

Milieu contenant de l'extrait d'embryon additionné de plasma de poule. Tibias de 6 jours à 6 jours 1/2.

Culture sur :		Nombre.	Croissance linéaire (%).
Tibias normaux	Extrait normal.............	49	91
	» *Creeper*............	49	79
Tibias *Creeper*	» normal.............	74	62
	» *Creeper*............	74	50

La croissance des tibias *Creeper* est minima sur extrait de *Creeper*, elle est considérablement améliorée dans les deux séries par l'extrait normal. Inversement, la croissance linéaire des tibias normaux est freinée par l'extrait *Creeper*.

Il existe donc, dans l'extrait de l'embryon Creeper, *un facteur qui empêche*

aussi bien la croissance des tibias normaux que celle des tibias Creeper. *Il existe, au contraire, dans l'extrait d'embryon normal, un facteur qui stimule la croissance des tibias* Creeper. On peut interpréter ces résultats en admettant, soit que l'extrait *Creeper* contient une substance inhibitrice, soit qu'il manque de certaines substances favorables à la croissance des os de cartilage. Nous ne pouvons actuellement trancher la question. Si la première hypothèse paraît étayée par les recherches d'Ancel (3), la seconde trouve un appui dans les expériences d'Ém. Wolff (7), qui a montré, dans notre laboratoire, que l'extrait d'embryons de 9 jours ne suffit pas à la différenciation des cartilages de la syrinx en culture *in vitro* et qu'on peut corriger cette déficience par l'addition de sérum ou de mélanges définis d'acides aminés.

Il convient de remarquer que, malgré l'action favorable de l'extrait normal, les tibias *Creeper* n'atteignent pas les dimensions des tibias normaux; et qu'en présence d'extrait *Creeper*, le taux de croissance des tibias normaux, bien que réduit, n'est pas abaissé au niveau des tibias *Creeper*. Ainsi nous n'avons pas complètement transformé des tibias *Creeper* en tibias normaux, ni des tibias normaux en tibias *Creeper*. Mais notre intervention porte sur un stade avancé de la morphogénèse, où l'on peut déjà distinguer les deux formes de tibias. Si l'on peut encore, à ce stade, activer la croissance des os de cartilage *Creeper* et inhiber celle des os de cartilage normaux, il est possible que le traitement, appliqué à des stades plus jeunes, puisse donner des transformations plus complètes.

(1) W. LANDAUER, *Z. Mikr. anat. Forsch.*, 25, 1931, p. 115-180.

(2) Rappelons que la forme homozygote est létale et évolue rarement au-delà des premiers stades de l'incubation.

(3) *La chimiotératogénèse chez les Vertébrés*, Doin, Paris, 1950.

(4) *Physiol. Zoöl.*, 14, 1941, p. 355-364.

(5) ÉT. WOLFF et K. HAFFEN, *Tex. Rep. Biol. Med.*, 10, 1952, p. 463-472.

(6) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2152.

(7) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2154.

BIOLOGIE CELLULAIRE. — *Sur la β-glucuronide-perméase d'*Escherichia coli. Note (*) de M. **François Stoeber**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Il existe, chez *E. coli*, un système capable d'accumuler spécifiquement et réversiblement des glucuronides dans la cellule. La biosynthèse de ce système est induite spécifiquement par les glucuronides et est liée à la synthèse des protéines. Par toutes ses propriétés, ce système est analogue à la galactoside-perméase également produite par *E. coli*.

Le caractère stéréospécifique de la perméabilité cellulaire des microorganismes à l'égard de certaines substances de faible poids moléculaire est demeuré

longtemps mal expliqué; il s'interprète plus aisément depuis la découverte et l'étude récentes de systèmes spécifiques capables d'accumuler dans les cellules bactériennes des substrats organiques externes : la galactoside-perméase ([1]) et les aminoacide-perméases ([2]) d'*E. coli*. Nous décrivons ici un système semblable aux précédents et caractérisé par la propriété d'accumuler les β-glucuronides dans les cellules d'*E. coli*.

Nous opérons dans les mêmes conditions que Rickenberg, Cohen et coll. ([1]), mais en l'absence de source de carbone exogène. Le substrat est le β-thiophényl-D-glucuronide (TPU) marqué au ^{35}S, non hydrolysable ni métabolisable *in vivo* ([3]).

TABLEAU I.

État de la suspension bactérienne.	Concentration en TPU(^{35}S) exogène.	Autre substance ajoutée.	TPU (^{35}S) accumulé (μ moles/g de poids sec bactérien).
Non induite	10^{-3}M	néant	0
Induite par TPU 10^{-3}M	10^{-3}M	»	11,4
Induite par MU (*) 10^{-3}M	10^{-3}M	»	32,4
»	5.10^{-4}M	»	28,2
»	10^{-4}M	»	19,5
»	5.10^{-4}M	TPU(^{32}S) 5.10^{-2}M(**)	0
»	10^{-3}M	N_3Na 0,02 M	9,75

(*) β-méthyl-glucuronide.
(**) Ajouté 10 mn après le TPU (^{35}S) dans une expérience durant 20 mn.

L'examen du tableau I montre que les bactéries cultivées en présence de glucuronides accumulent le TPU jusqu'à 1 % de leur poids sec (parfois même jusqu'à 1,5 %, dans d'autres expériences). Par contre, les cellules qui n'ont pas été en contact avec un glucuronide durant leur croissance sont incapables d'accumuler le TPU. Le système est donc inductible.

Cette accumulation est inhibée de 70 % par l'azoture de sodium; elle semble, par conséquent, tributaire de réactions donatrices d'énergie. Elle est réversible : le TPU (^{35}S) déjà accumulé est déplacé par addition de TPU non radioactif en excès. La réversibilité est encore démontrée par l'existence d'un équilibre entre les concentrations externe et interne de TPU, cet équilibre étant atteint en moins de 10 mn à 34° C, dans les conditions de l'expérience. La concentration interne en TPU, C_i, varie en fonction de la concentration externe, C_e, selon une isotherme d'adsorption de la forme $C_i = A(C_e)/(C_e + K)$, où A et K sont deux constantes. K, assimilable à une constante de dissociation, est de l'ordre de 10^{-4}M ([4]).

L'accumulation de TPU est inhibée spécifiquement par les analogues stériques de ce composé (tableau II). Des corps de structure pourtant très voisine, comme l'ester méthylique du TMU, ou les glucosides, sont pratiquement dépourvus d'influence sur le système. On peut démontrer, avec

le TPrU, par exemple, utilisé en présence de TPU à diverses concentrations, que cette inhibition obéit aux lois classiques de l'inhibition compétitive des enzymes. La constante de dissociation du complexe hypothétique TPrU-système accumulateur est de l'ordre de 4.10^{-4} M.

TABLEAU II.

Substance ajoutée 2.10^{-2} M [en présence de TPU (^{35}S) exogène 5.10^{-4} M].	TPU (^{35}S) accumulé (μ moles/g de poids sec bactérien).	Inhibition % de l'accumulation.
Témoin d'accumulation (sans addition)	47,3	0
β-Phényl-glucuronide (PU)	0	100
β-Méthyl-glucuronide (MU)	5,90	88
β-Thiopropyl-glucuronide (TPrU)	5,12	89
β-Thiométhyl-glucuronide (TMU)	6,09	87
TMU ester méthylique	47,3	0
β-thiophényl-glucoside	45,4	4
β-méthyl-glucoside	46,4	2
acide glucuronique	48,3	0
acide galacturonique	48,9	0

La formation induite du système accumulateur de TPU n'a pas lieu en présence d'agents inhibiteurs de la synthèse des protéines : elle est entièrement bloquée par la chloromycétine (50 μg/ml, concentration qui inhibe totalement la synthèse des protéines, mais non celle des acides nucléiques) et par la β-2-thiénylalanine (2.10^{-4} M); on sait que ce composé, sans bloquer la synthèse des protéines, inhibe la formation de nombreuses protéines actives, d'enzymes en particulier ([5]).

Enfin, dans une culture exponentielle de ML 30, additionnée de MU (10^{-3} M), l'accroissement d'activité totale du système accumulateur de TPU est proportionnel à l'accroissement de masse bactérienne selon une cinétique caractéristique de la synthèse induite de certains enzymes.

En résumé, le système responsable du phénomène d'accumulation de TPU par les cellules d'*E. coli* présente les propriétés suivantes : 1° formation liée à la biosynthèse des protéines; 2° inductibilité par les glucuronides vrais ou par leurs analogues soufrés [tous deux également inducteurs de la β-glucuronidase chez ML 30 ([3])]; 3° étroite spécificité stérique; 4° propriétés cinétiques identiques à celles de la galactoside-perméase et conformes au schéma théorique proposé pour ce dernier système ([6]), ([1]), ([4]). Il y a donc tout lieu de penser que l'accumulation réversible du TPU par les bactéries « induites » est due à un système catalytique de nature protéinique répondant à la définition des « perméases » ([1]). Ce système est clairement individualisé par sa spécificité d'action d'une part, sa spécificité d'induction, d'autre part. Nous proposons d'appeler « glucuronide-perméase » le système ainsi défini. Pour l'instant, nos résultats ne permettent pas d'affirmer que cette perméase soit distincte de la

β-glucuronidase elle-même. Étant donné cependant le remarquable parallélisme qui existe entre le système glucuronide-perméase-glucuronidase et le système galactoside-perméase-galactosidase, il paraît extrêmement probable que, dans le cas décrit ici, l'hydrolase et la perméase constituent deux entités distinctes.

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) H. V. RICKENBERG, G. N. COHEN, G. BUTTIN et J. MONOD, *Ann. Inst. Pasteur*, 91, 1956, p. 829.

(2) G. N. COHEN et H. V. RICKENBERG, *Ann. Inst. Pasteur*, 91, 1956, p. 693.

(3) F. STOEBER, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 950.

(4) A. KEPES et J. MONOD, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 809.

(5) R. MUNIER et G. N. COHEN, *Biochim. Biophys. Acta*, 21, 1956, p. 592.

(6) J. MONOD, *Enzymes : Units of biological structure and function; Acad. Press. Inc. Pub.*, New-York, 1956, p. 7.

PHARMACOLOGIE. — *Hypothermie par déséquilibre cationique chez le Lapin.* Note de M. **PIERRE BINET**, présentée par M. Léon Binet.

L'augmentation expérimentale du taux plasmatique de l'un des ions K^+, Ca^{++} ou Mg^{++} chez le Lapin, entraîne l'hypothermie si celui-ci est exposé à une température inférieure à la neutralité thermique. L'augmentation simultanée des ions K^+ et Ca^{++}, ou K^+ et Mg^{++}, en maintenant constant le rapport K/Ca ou K/Mg dans le plasma, n'entraîne pas dans ces conditions d'hypothermie.

La composition cationique du plasma des Mammifères hibernants a fait l'objet de nombreux travaux. Plusieurs auteurs à la suite de P. Suomalainen (1) considèrent que le Hérisson a dans son plasma plus de magnésium l'hiver que l'été; d'autres par contre (2) ne trouvent pas de différence significative dans le plasma de cet animal suivant la saison.

M. Stefanovic (3), sur des rats expérimentalement refroidis selon les procédés utilisés classiquement par l'école de J. Giaja, observe des modifications cationiques complexes, liées à l'hypothermie et fonctions des techniques utilisées pour obtenir celle-ci.

Enfin, J. Delga et ses collaborateurs (4) observent une chute du potassium plasmatique chez le Rat mis en hypothermie artificielle par la chlorpromazine ou par les mélanges : chlorpromazine, promethazine et pethidine ou hydergine, promethazine et urethane. Ces auteurs soulignent le fait que l'hypokaliémie se rencontre dans les états dits d'« hibernation artificielle » quelle que soit la nature de l'agent employé pour les obtenir.

Ces modifications cationiques ne sont-elles que des conséquences de l'hypothermie ou, au contraire, la conditionnent-elle ?

Des expériences réalisées avec M. Léon Binet (5), nous ont montré que

l'augmentation du taux de magnésium plasmatique par perfusion lente intraveineuse d'une solution isotonique de chlorure de magnésium permet de mettre le Lapin dans un état rappelant celui de l'hibernant naturel.

Nous étendons, au moyen de la même technique, nos investigations à d'autres cations.

C'est ainsi que l'élévation du potassium plasmatique de 185 à 280-380 mg °/₀₀ produit, si elle est réalisée dans une chambre froide à + 6°, une hypothermie (température rectale 31°,9 après 3 h) sans variation glycémique bien notable. Il n'y a pas d'hypothermie si l'expérience est réalisée à + 28°.

De même, l'élévation du calcium plasmatique de 110 à 300-400 mg °/₀₀ entraîne, elle aussi, l'hypothermie en chambre froide (température rectale, 29°8 après 3 h à + 6°) accompagnée d'une hyperglycémie importante (2,50 g °/₀₀ et plus). Il n'y a pas d'hypothermie dans une chambre à + 28° pour des calcémies de cet ordre, mais l'hyperglycémie se produit encore.

Ainsi la réaction thermique de l'animal exposé au refroidissement est freinée par l'excès de l'un quelconque des trois cations K^+, Ca^{++} ou Mg^{++}. A ce point de vue ces ions sont donc synergiques alors qu'ils exercent des actions antagonistes sur de nombreuses caractéristiques physiologiques. On retrouve cependant leur antagonisme essentiel dans le fait que l'augmentation simultanée de K^+ et Ca^{++} ou de K^+ et Mg^{++} n'altère plus la réaction de l'animal placé à basse température.

C'est ainsi que la température rectale du lapin placé dans une chambre froide à + 6° peut se maintenir constante au voisinage de 37-38° alors que la kaliémie est portée de 185 à 335 mg °/₀₀ et la calcémie de 120 à 235 mg °/₀₀ au moyen d'une perfusion de chlorure de potassium et de chlorure de calcium en solution isotonique.

Il en est de même si l'on porte simultanément la kaliémie à 380 mg °/₀₀ et la magnésiémie de 24 à 53 mg °/₀₀.

Ainsi donc, l'homéothermie semble bien conditionnée par l'équilibre cationique du plasma et en particulier par les rapports K/Ca et K/Mg.

Ceci peut s'interpréter à la lumière des travaux de H. Cardot, E. Bachrach, A. Monnier [6], P. Laget et A. Lundberg [7] et de leurs collaborateurs concernant la variation de l'optimum thermique de fonctionnement des tissus suivant la composition cationique du milieu ambiant.

En effet, la modification de l'équilibre cationique du milieu extracellulaire entraînerait une modification de la valeur du point de fusion du mélange d'acides gras et de savons présent à la surface des cellules [6], d'où modification de la perméabilité et par suite du fonctionnement de celles-ci. D'une façon générale le potassium élève l'optimum thermique de fonctionnement alors que le calcium et le magnésium l'abaissent.

On peut donc envisager que dans nos expériences, l'augmentation de la teneur du plasma et des liquides extracellulaires ([6]) en l'un de ces cations déplace, dans un sens ou dans l'autre l'optimum thermique des cellules. Celles-ci ne se trouvant plus dans les conditions habituelles, les mécanismes assurant l'homéothermie ne fonctionnent plus ou tout au moins fonctionnent moins bien, de sorte que la température de l'organisme ne peut plus se maintenir si l'animal est exposé au froid. Par contre, l'augmentation simultanée et dans un rapport convenable de deux cations antagonistes reste sans effet sur la température de l'organisme, l'optimum thermique n'étant pas déplacé.

([1]) *Nature*, 141, 1938, p. 471.
([2]) G. Biorck, B. Johansson et S. Veige, *Acta Physiol. Scand.*, 37, 1956, p. 281.
([3]) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 36, 1954, p. 1151.
([4]) J. Delga, A. Benitte, M. Stupfel et S. Richard, *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 260; J. Delga, A. Benitte et S. Richard, *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 2012.
([5]) *Bull. Acad. Méd.*, 138, 1954, p. 395.
([6]) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2479.
([7]) *Acta Physiol. Scand.*, 18, 1949, p. 121 et 128.

(*Laboratoire de Physiologie. Faculté de Médecine de Paris.*)

MICROBIOLOGIE. — *Activité antituberculeuse de certains azoïques.* Note (*) de MM. **Marcel Raynaud**, **Bernard Bizzini** et M^lle **Françoise Coucaud**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Description de l'activité antituberculeuse *in vitro* et *in vivo* de certains azoïques.

Depuis que Tréfouël et ses collaborateurs ([1]) ont démontré que le para-aminobenzène sulfamide est la fraction active *in vivo* et *in vitro* des azosulfamides, découverts par G. Domagk ([2]), peu de travaux ont été consacrés aux propriétés antibactériennes des azoïques des sulfamides et même des azoïques en général. Nous avons recherché l'activité antituberculeuse *in vitro* de divers azoïques, les uns déjà connus au point de vue chimique, les autres préparés à cette occasion par nos soins.

Un grand nombre d'entre eux se sont révélés actifs sur le bacille de Koch, inhibant totalement la croissance sur milieu Dubos ([3]) de la souche H 37 Rv, à des concentrations comprises entre 10^{-4} et 10^{-6} M. Parmi ces azoïques actifs, nous citerons les corps suivants :

Méthyl-2′, hydroxy-4′, isopropyl-5′, phényl, azo-1′.2 pyridine;

Méthyl-2′, hydroxy-4′ isopropyl-5′ phényl bis azo-1′.4.4″, diphényl-sulfone;

Méthyl-2', hydroxy-4', isopropyl-5' phényl azo-1'.4 phényl sulfamido N_1 diméthylène sulfonate;

Méthyl-2', hydroxy-4', isopropyl-5' phényl azo-1'.4 phényl sulfamido N_1 thiazol;

Méthyl-2', hydroxy-4', isopropyl-5' phényl azo-1'.4 phényl sulfamido N_1 (diméthyl-4.6 diazine);

Méthyl-2', hydroxy-4', isopropyl-5' phényl azo-1'.4 phényl, (N_1 acetyl) sulfamide;

Hydroxy-4' phényl azo-1'.4 phényl sulfamide;

Dihydroxy-3'.4 phényl azo-1'.4 phényl sulfamide;

(Acide hydroxy-1' amino-8' naphtalène disulfonique-3'.6') azo-2'.4 phényl sulfamide;

Hydroxy-8' quinoléine azo-4 phényl sulfamide;

Acide (amino-2' naphtalène disulfonique-3'.6') azo-1'.4 phényl sulfamide;

Phényl bis azo-(1'.3-3'.3) phényl, amino-4 sulfamido N_1 thiazol;

Phényl bis azo-(1'.3-3'.3) phényl, amino-4 sulfamido N_1 (4 méthyl) diazine;

Phényl bis azo-(1'.3-3'.3) phényl hydroxy-1, méthyl-4;

Méthyl-2' hydroxy-4' isopropyl-5' phényl azo-1'.4 phényl sulfamide (en abrégé, thymol azo-sulfamide) (dose minima mortelle (DMM) > 20 g/kg souris) (n° 36 *bis*);

Méthyl-2' hydroxy-4' isopropyl-5' phényl azo-1'.4 phényl carboxy-1 hydroxy-2 (en abrégé, thymol azo p. a. s) (DMM = 0,5 g/kg souris) (n° 38 *bis*);

Carboxy-1' hydroxy-2' amino-4' phényl azo-5'.4 phényl sulfamide (en abrégé, p. a. s azo-sulfamide) (DMM > 5 g/kg souris) (n° 87 *a*);

Phényl bis azo-(1'.3-3'.3)-phényl amino-4 sulfamide (en abrégé, sulfamide azo-métaphénylène diamine) (DMM > 5 g/kg souris);

Phényl bis azo-(1'.3-3'.3) phényl amino-4 sulfamido N-1-pyridine (en abrégé, sulfapyridine azo-métaphénylène diamine) (DMM > 5 g/kg souris);

Phényl bis azo-(1'.3-3'.3) phényl dihydroxy-1.3 (en abrégé, résorcinol azo-métaphénylène diamine) (DMM > 5 g/kg souris).

Nous avons recherché l'activité *in vivo* sur la souris blanche infectée avec une dose élevée (300 μg poids sec) de bacilles tuberculeux virulents (souche H 37 Rv) inoculée par la voie intraveineuse. Les produits étaient administrés par la voie buccale, mélangés à l'alimentation, pendant 35 jours.

La plupart des azoïques actifs *in vitro* n'ont présenté qu'une activité faible *in vivo*. Trois d'entre eux ont par contre donné des résultats intéressants qui sont résumés dans le tableau suivant :

Produit.	Dose journalière (mg).	ΔT 50 (*).	Pourcentage de survies au 35e jour.
Thymol-azo-sulfamide	5	> 18	80
	2	34	100
	1	> 18	56
Thymol-azo-p. a. s.	0,100	> 37	90
	0,050	27	80
P. a. s-azo-sulfamide	5	27	60
	2	> 37	80

(*) ΔT 50 = augmentation du temps moyen de survie en jours. La durée moyenne de survie (T 50) pour les souris témoins non traitées a varié suivant les expériences, de 15 à 23 jours.

Le mécanisme d'action de ces divers azoïques ne doit pas être identique dans tous les cas. Le 36 *bis* (thymol-azo-sulfamide) et le 87 *a* (p. a. s-azo-sulfamide) sont inhihés par l'acide paraaminobenzoïque, et leur activité doit donc être en partie due à la présence du sulfamide dans leur molécule. Celle du 38 *bis* (thymol-azo-p. a. s) n'est pas inhibée par l'acide paraaminobenzoïque. Le bacille de Koch est par ailleurs capable de dégrader ces divers azoïques, en donnant une série de composés, parmi lesquels nous avons identifié les éléments suivants :

pour le 36 *bis* : l'aminothymol et le sulfamide;

pour le 87 *a* : le p. a. s et le sulfamide;

pour le 38 *bis* : l'aminothymol et le p. a. s.

Le bacille de Koch produit à partir de ces azoïques au moins trois autres substances diazotables, que nous n'avons pas encore identifiées.

L'activité de ces divers azoïques *in vitro* et *in vivo*, est donc vraisemblablement due à certains produits résultant de leur dégradation, soit par le bacille lui-même, soit par l'animal infecté. Ces transformations chez l'animal se font près probablement dans le foie.

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) *C. R. Soc. Biol.*, **120**, 1935, p. 756.

(2) *Deuts. Med. Wochensch.*, **61**, 1935, p. 250 et 928.

(3) R. J. Dubos et G. Middlebrook, *Amer. Rev. Tub.*, 56, 1947, p. 334.

BACTÉRIOLOGIE. — *Action de formes* L *pathogènes sur des cultures de cellules cancéreuses*. Note (*) de M. **Jean Lavillaureix**, présentée par M. Robert Courrier.

Les formes L pathogènes ont un effet cytopathogène. Elles produisent des inclusions cytoplasmiques. Elles se conservent dans les cultures de tissus d'où l'on peut les isoler. Elles conservent leur pouvoir pathogène pour les animaux de laboratoire.

Dans une Communication antérieure (1), nous avons montré que la

transformation des bactéries normales en formes L ne s'accompagnait pas fatalement d'une perte totale de leur pouvoir pathogène. Chez certaines bactéries, en particulier les vibrions et quelques souches de Salmonella, les formes L continuent à élaborer de l'endotoxine en quantité suffisante pour tuer un certain nombre d'animaux de laboratoire. Nous avions également souligné que contrairement aux formes L non pathogènes, les formes L pathogènes pouvaient être isolées de l'organisme par culture et que les broyats d'organes n'avaient aucune action inhibitrice *in vitro* sur elles.

Nous avons pensé qu'il serait intéressant d'observer ce qui se passe lorsqu'on inocule des formes L pathogènes et non pathogènes dans des cultures de tissus. C'est le résultat de ces travaux qui fait l'objet de la présente Communication.

MATÉRIEL ET TECHNIQUES. — 1. *Souches étudiées.* — Formes L pathogènes :

souche L EZ 5 (origine vibrionnienne)
souche L Bagdad » »
souche L Nankin » »
souche L TM 240 (Salmonella *Typhi Murium*);
Formes L non pathogènes :
souche L P 18 (origine Proteus)
souche L Ahmed » »

Ces souches L sont conservées soit sur milieu solide, gélose Difco-cœur additionnée de sérum de cheval pénicillinée, soit sur milieu liquide, sous forme de voile, bouillon Difco-cœur additionné de sérum de cheval et pénicilliné.

Ces souches L sont fixées sous leur forme L depuis de nombreux passages.

2. *Cultures de tissus.* — Deux souches de cellules ont été utilisées : souche HeLa et K. B., dérivant de carcinome humain épidermoïde du cervix.

Les cellules sont entretenues en tubes roulants, sur lesquels nous étudions l'effet macroscopique des formes L sur les cellules, ou en fioles de Fourneau, au fond desquelles se trouve une lamelle, pour faire l'étude cytologique du phénomène. Les repiquages des cellules sont effectués par trypsination selon la technique de Dulbecco et Vogt. Le milieu de culture est adapté de celui qui a été décrit par P. Lépine et coll. (2) : solution saline de Hanks contenant des acides aminés (hydrolysat de caséine et de lactalbumine), des vitamines, du sérum de poulain, de la pénicilline, 200 U/ml.

3. *Techniques.* — Les formes L lavées à l'eau physiologique, sont mises en contact avec les cellules en plein développement. Après un contact d'une demi-heure, le jus de culture est ajouté. Tubes et fioles sont mis à incuber à 37°.

Quatre sortes d'examens sont ensuite pratiqués :

1° Observation directe au microscope de l'évolution des cellules soumises à l'action des formes L;

2° Examen histologique après fixation des cellules au liquide de Bouin pendant 15 mn et coloration au Giemsa lent;

3° Ensemencement des jus de cultures de tissus;

4° Inoculation à la Souris des jus de culture, par voie intrapéritonéale.

RÉSULTATS. — 1. *Description de l'effet des formes* L *pathogènes sur les cellules.* — L'effet cytopathogène se manifeste en 6 à 24 h. La rapidité est proportionnelle à la quantité d'inoculum en formes L.

Faible grossissement. — Quelques heures après l'ensemencement, on voit les cellules se ratatiner. Elles s'arrondissent et se pycnosent, se réduisant à l'état de petites boules. Un grand nombre de cellules se détachent du verre.

Ultérieurement, les formes L vont se développer dans le liquide nutritif et sur les parois du tube.

L'effet cytopathogène est constant et se maintient au cours de repiquages successifs.

Histologiquement. — 3 à 4 h après l'ensemencement, une certaine souffrance des cellules commence à se manifester. Des vacuoles apparaissent dans le cytoplasme des cellules. Le nombre des mitoses diminue.

Après 4 à 5 h, des amas cellulaires se constituent, des cellules commencent à s'arrondir. Le nombre des vacuoles augmente. A l'intérieur de certaines de ces vacuoles, des granulations commencent à apparaître. Des cellules sont décollées, par la culture de formes L sur la lamelle. Après 5 à 6 h, on voit à l'intérieur du cytoplasme une accumulation de granulations acidophiles éparses ou dans les vacuoles. On observe également des inclusions ayant la forme de masses rondes ou ovalaires, de consistance granuleuse, nettement délimitée.

Le nombre des cellules a diminué, par suite de leur décollement du verre. Une certaine quantité de cellules se pycnosent.

Après 6 à 7 h, le nombre des cellules intactes a encore diminué. Il semble que les cellules à inclusions aient éclaté ou se soient décollées, car il ne reste plus que les cellules pycnotiques.

2. *Les formes* L *restent vivantes et conservent leur pouvoir pathogène.* — Les formes L mises en cultures de tissus peuvent s'entretenir par repiquages successifs. Ainsi les quatre souches pathogènes que nous avons étudiées en sont au quinzième passage de cultures de tissus en cultures de tissus.

Les formes L en C. T. peuvent être repiquées sur les milieux bactériologiques habituels. Elles donnent des colonies tout à fait classiques.

Enfin, si l'on inocule à la Souris, soit du jus de culture, soit des colonies isolées par culture, on constate que le pouvoir pathogène des formes L

est entièrement conservé. Quelques heures après l'inoculation, la Souris devient froide, elle reste immobile et présente des diarrhées. Elle meurt dans les 12 à 18 h après l'inoculation. A l'autopsie, on voit une congestion des viscères abdominaux et de l'intestin grêle qui contient un liquide « jus de melon » caractéristique. La culture du péritoine met en évidence des formes L.

La recherche de l'effet cytopathogène possible des formes L non pathogènes en cultures de tissus donne un résultat entièrement négatif.

CONCLUSION. — De ces résultats, on peut conclure que :

1° Les formes L pathogènes (*in vivo*) ont un effet cytopathogène (*in vitro*); elles produisent des inclusions cytoplasmiques; elles se multiplient dans les cultures de tissus d'où l'on peut les isoler; elles conservent leur pouvoir pathogène pour les animaux de laboratoire.

2° Parallèlement, les formes L non pathogènes, mises en cultures de tissus dans les mêmes conditions, disparaissent sans avoir exercé aucun effet sur les cellules; elles ne peuvent être retrouvées par culture.

(*) Séance du 11 février 1956.
(1) J. LAVILLAUREIX, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 1155; *Schweiz. Z. Path. Bakt.*, **19**, 1956, p. 615.
(2) P. LÉPINE et coll., *Ann. Inst. Past.*, **90**, 1956, p. 654.

(*Institut d'Hygiène et de Bactériologie. Faculté de Médecine de Strasbourg.*)

A 16 h l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

La Section d'Économie rurale, par l'organe de M. **PHILIBERT GUINIER** remplaçant le Doyen empêché, présente la liste suivante de candidats à la place vacante par le décès de M. *André Mayer* :

En première ligne..............	M. **MAURICE FONTAINE**.
En deuxième ligne, ex-æquo, *et par ordre alphabétique*...........	MM. **EUGÈNE AUBEL**. **ÉMILE TERROINE**.
En troisième ligne, ex-æquo, *et par ordre alphabétique*...........	MM. **ANDRÉ PRÉVOT**. **ANDRÉ THOMAS**. **ACHILLE URBAIN**.

A ces noms, l'Académie adjoint ceux de MM. **CLAUDE FROMAGEOT**
MARC SIMONET.

Les titres de ces candidats sont discutés.

L'élection aura lieu en la prochaine séance.

La séance est levée à 18 h. R. C.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 17 décembre 1956.)

Note présentée le même jour, de M. *Ma Min-Yuan*, Sur les symboles de Hankel et le calcul de $J_\nu(z)\,Y_{\nu+p}(z) - Y_\nu(z)\,J_{\nu+p}(z)$:

Page 1996, 22e ligne, *au lieu de* $-[\nu, \nu + p_{2n+1}$, *lire* $-[\nu, \nu + p]_{2n+1}$.

» » 28e ligne, *au lieu de* $\frac{[\nu + p, \nu]_{2\nu+1}}{(2z)^{2r+1}}$, *lire* $\frac{[\nu + p, \nu]_{2r+1}}{(2z)^{2r+1}}$.

(*Comptes rendus* du 21 janvier 1957.)

Note présentée le 14 janvier 1957, de M. *Roger Cerf*, Sur la viscosité non newtonienne des solutions de macromolécules en chaînes :

Dans cette Note, la viscosité interne a été représentée par le signe typographique $\mathcal{F}$ légèrement différent de celui qui avait été utilisé dans une précédente Note ($\mathcal{F}$, dans les *Comptes rendus* du 5 décembre 1956). Ces deux symboles représentent la même quantité.

Page 458, 1re ligne, supprimer les guillemets.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de janvier 1957

(*Suite et fin.*)

L'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques. Actes de la Conférence internationale de Genève, août 1955. Vol. II. *Physique et piles de recherche.* Vol. IV. *Principales sections efficaces servant à l'étude des piles.* Vol. V. *Physique des piles.* Vol. VII; *Chimie nucléaire et effets des rayonnements.* Vol. X. *Les isotopes radioactifs et les rayonnements nucléaires en médecine.* Vol. XII. *Les isotopes radioactifs et les rayonnements ionisants en agriculture, en physiologie et en biochimie.* Genève, Nations unies, 1956; 5 vol. 28 cm.

A search for faint blue stars. VII. *The region of praesepe, by* Willem J. Luyten. VIII. *A systematic galactic survey*, by Willem J. Luyten and Freeman D. Miller. *Binaries with white dwarf components, by* Willem J. Luyten. The Observatory University of Minnesota, Minneapolis, 1956; 1 fasc. 26,5 cm.

Précis d'histologie. La cellule. Les tissus. Les organes, par Jean Verne. Quatrième édition du *Précis d'histologie* de A. Branca et Jean Verne. Paris, Masson, 1956 ; 1 vol. 20,5 cm.

Œuvres de Henri Poincaré. Tome XI, publié par Gérard Petiau. *Mémoires divers. Hommages à Henri Poincaré. Livre du centenaire de la naissance d'Henri Poincaré.* (1854-1954), Paris, Gauthier-Villars, 1956; 1 vol. 27,5 cm.

Les transistrons dans les amplificateurs, par Jean-Marie Moulon, in *Collection technique et scientifique du Centre national d'études des télécommunications* (C. N. E. T.)" Paris, Gauthier-Villars, 1956; 1 vol. 24 cm.

Memorial to Pierre Teilhard de Chardin, S. J. (1881-1955, by George Barbour, *in Proceedings Volume of the geological Society of America. Annual report for* 1955 ; 1 fasc. 25 cm.

Symposium sulla Eparina. Organizzato dalla Società Lombarda di Scienze mediche e biologiche. Milano, 19 dicembre 1955, Milano, Stamperiá Cesare Tamburini; 1 vol. 24 cm.

Extracto de Las *Actas de la Academia nacional de ciencias exactas fisicas y naturales de Lima.* Año 19, Vol. XIX, fasc. I à IV. *Los tres efectos cruciales resueltos por la teoria clasica*, por Godofredo Garcia, Lima, 1956; 1 fasc. 21 cm.

Jony i atomy Jako Składniki materii, par Witold Tomassi. Warszawa, Panstwowe Wydawnictwo Naukowe, 1952; 1 fasc. 24,5 cm.

Formes extérieures et leurs applications. Vol. I, par Wladislaw Slebodzinski, in *Monografie matematyczne.* Tome XXXI. Warszawa, Polska Akademia Nauk, 1954; 1 vol. 25 cm.

Nova acta Leopoldina. Neue Folge. N° 126. Band 18. *Vom zwischenkieferknochen zur Idee des Typus. Gœthe als Naturforscher in den Jahren* 1780-1786, von HERMANN BRÄUNING OKTAVIO. Leipzig, Johann Ambrosius Barth, 1956; 1 vol. 26 cm.

Cahiers scientifiques. Fasc. XXV. *Les algèbres d'opérateurs dans l'espace hilbertien* (*Algèbres de Von Neumann*), par JACQUES DIXMIER. Paris, Gauthier-Villars; 1957; 1 vol. 24 cm (présenté par M. G. Julia).

Gouvernement général de l'Afrique occidentale française. *Carte géologique de reconnaissance à l'échelle du* 500 000^{e}. *Levés* effectués de 1946 à 1948. *Notice explicative sur la Feuille Conakry-Ouest.* N° NC. 28-SE.-O. 11, par L. DELAIRE, L. RENAUD. *Notice explicative sur la Feuille Conakry-Est.* N° NC. 28-SE.-E. 12, par L. RENAUD d'après les travaux inédits de L. DELAIRE. Dakar, Direction des Mines de l'A. O. F., 1936; 2 fasc. 23,5 cm.

Institut des Parcs nationaux du Congo belge. Exploration du Parc national de la Garamba. Mission Henri de Saeger. Fasc. 2. *Les sols du Parc national de la Garamba.* I. *Caractères et analyses*, par IGOR DENISOFF et JEAN CROEGAERT. Fasc. 5. *Entomologie. Renseignements éco-biologiques*, par HENRI DE SAEGER. Fasc. 6. *Le milieu climatique*, par ALBERT NOIRFALISE. Bruxelles, 1956; 3 vol. 23 cm.

Collected reprints Institute of microbiology. Vol. I. 1954-1956. New Brunswick, N. J., Rutgers State University, 1 vol. 26 cm.

Houa-hine houa-kong Chou-Yu. Pékin, Académie des sciences de Chine, 1955; 1 vol. 26 cm (en langue chinoise et anglaise).

Leonardi Euleri Opera Omnia. Serie Prima. Vol. XXIX. *Commentationes geometricæ.* Volumen quartum, editit ANDREAS SPEISER. Auctoritate et impensis Societatis scientiarum naturalium helveticæ Lausannæ MCMLVI. Venditioni exponunt Orell Füssli Turici; 1 vol. 28 cm.

Le système du monde. Histoire des doctrines cosmologiques de Platon à Copernic, par PIERRE DUHEM. T. VII. Cinquième partie : *La physique parisienne du* XIV^{e} siècle Paris, Hermann, 1956; 1 vol. 25 cm (présenté par M. Louis de Broglie).

La santé publique en Tchécoslovaquie, par ZDENĚK ŠTICH. Prague, Orbis, 1954 ; 1 vol. 24,5 cm.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 25 FÉVRIER 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce le décès, survenu à Princeton (New Jersey), le 18 février 1957, de M. **Henry Norris Russell**, Correspondant pour la Section d'Astronomie. Il invite l'Académie à se recueillir en silence pendant quelques instants, en signe de deuil.

La Notice nécrologique d'usage sera déposée en l'une des prochaines séances par M. **André Danjon**.

AÉRODYNAMIQUE. — *Nappe en cornet et tourbillons d'apex de l'aile en delta.* Note de M. **Maurice Roy**.

1. La conception, exposée dans une Note antérieure ([1]), de l'écoulement permanent d'un fluide incompressible autour d'une aile en delta indéfini a été ultérieurement, sous une forme identique ou très voisine, présentée par divers auteurs, qui semblent ignorer l'antériorité de cette Note.

Les expériences de visualisation poursuivies à l'Office National d'Études et Recherches Aéronautiques depuis cette époque, notamment par M. Werlé, ont confirmé la conception en question, à laquelle la présente Note a pour objet d'apporter quelques compléments.

2. Les hypothèses fondamentales étant celles de liquide parfait et d'affinité conique de l'écoulement par rapport à l'apex de l'aile, nous remarquerons d'abord que l'écoulement transversal au sens de R. T. Jones (plan yz normal à l'axe longitudinal x de l'aile) est un *pseudo-courant*, en ce sens qu'il postule une distribution de sources et puits artificiels dans ce plan, car sa divergence n'est pas nulle.

Posons, par référence à la figure 1, les notations adimensionnelles (u, v, w, composantes de la vitesse relative permanente dans le repère xyz lié à

l'aile) :

$$(1)\quad \begin{cases} 1+\varpi = \dfrac{u}{V_0 \cos\alpha}; \quad \chi = \dfrac{v}{V_0 \cos\alpha}; \quad \tau = \dfrac{w}{V_0 \cos\alpha}; \\ \eta = \dfrac{y}{x \operatorname{cotg}\varphi}; \quad \zeta = \dfrac{z}{x \operatorname{cotg}\varphi}. \end{cases}$$

L'hypothèse de conicité signifie que ϖ, χ, τ ne dépendent que de η et ζ, de sorte que, dans toute zone irrotationnelle, l'on a, en notant en indice la coordonnée intéressée par une dérivée partielle première :

$$(2)\quad \begin{cases} A \equiv v_y + w_z = \dfrac{V_0 \cos\alpha}{x \operatorname{cotg}\varphi}(\chi_\eta + \tau_\zeta); \\ B \equiv u_x = \dfrac{V_0 \cos\alpha \operatorname{cotg}\varphi}{x}[\eta^2\chi_\eta + \eta\zeta(\chi_\zeta + \tau_\eta) + \zeta^2\tau_\zeta]. \end{cases}$$

On voit que B/A est de l'ordre de $\operatorname{cotg}^2\varphi$ et qu'en posant $A=0$ au lieu de $A+B=0$, qui exprime vraiment l'incompressibilité du fluide dans son écoulement tridimensionnel, on introduit une simplification arbitraire, qui ne se justifie bien que si φ est très voisin de 90°, cas des ailes à *très forte flèche*. Pour $\varphi = 60$ à 70°, cas extrêmes de la pratique, $\operatorname{cotg}^2\varphi$ est non négligeable, étant de l'ordre de 0,33 à 0,12.

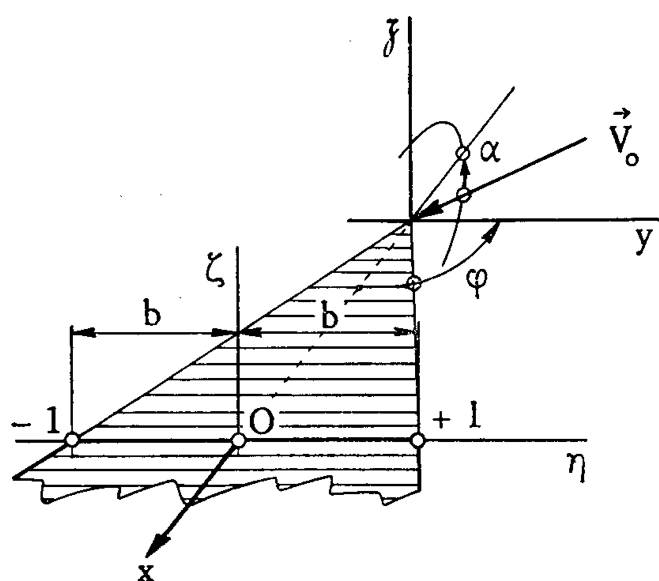


Fig. 1.

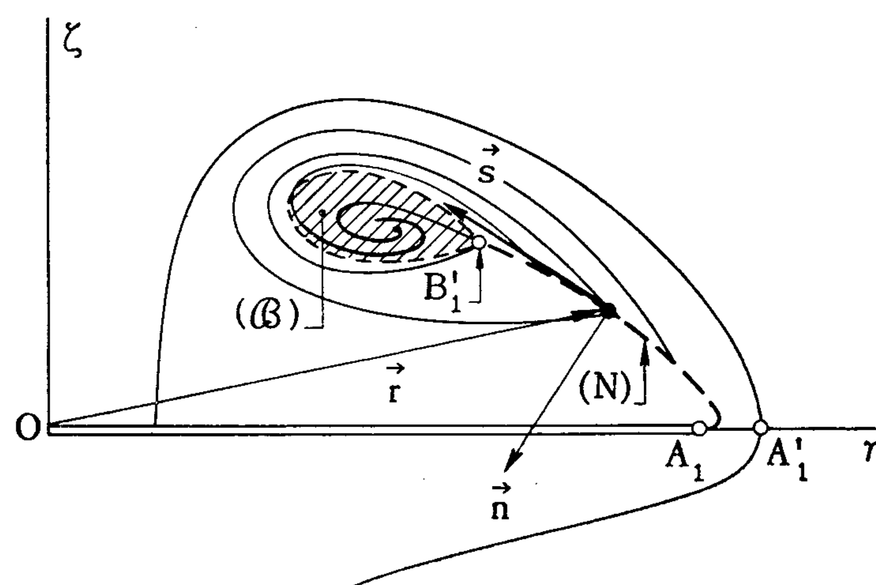


Fig. 2.

3. La nécessité de ces sources ou puits artificiels, répartis dans le plan du pseudo-courant transversal, s'impose aussi, alors sous une forme concentrée, le long d'une ligne de discontinuité comme la trace $A_1 B'_1$ (*fig.* 2) de notre « nappe en cornet » — issue du bord d'attaque dans le cas de la figure, où l'aile est infiniment mince et schématisée par la coupure rectiligne (−1, +1) de l'axe η.

Sur les faces (e) et (i) de la nappe, prolongeant extrados et intrados de l'aile, la tangence de la vitesse vraie à la surface conique de cette nappe tourbillonnaire s'exprime

$$(3)\quad v_{ne} = (1+\varpi_e)\, r_n \operatorname{cotg}\varphi; \qquad v_{ni} = (1+\varpi_i)\, r_n \operatorname{cotg}\varphi;$$

v_n, r_n sont les composantes de $\vec{v}$ et $\vec{r}$ [vitesse réduite (χ, τ), et rayon-vecteur (η, ζ)] normales à la trace de la nappe dans le plan $\eta\zeta$; v_s et r_s seront les composantes correspondantes suivant la tangente directe à cette trace.

Or, ϖ s'écrit, $\Phi(\eta, \zeta)$ étant le potentiel de la vitesse transversale réduite (χ, τ) :

$$\varpi = \operatorname{cotg}\varphi\,[\Phi - r_s v_s - r_n v_n],$$

et la trace de la nappe dans le plan $\eta\zeta$ est une *ligne de tourbillons-puits* dont la circulation et le débit (positif en puits effectif) élémentaires, notés $\gamma\,ds$ et $\delta\,ds$, ont pour expression dans le plan orienté où l'extrados de l'aile est du côté ζ positif :

$$(4)\qquad \gamma\,ds \equiv -(v_{se} - v_{si})\,ds = d(\Phi_e - \Phi_i);$$

$$(5)\qquad \delta\,ds \equiv +(v_{ne} - v_{ni})\,ds = \left[\frac{r_n \operatorname{cotg}^2\varphi}{(1 + r_n^2 \operatorname{cotg}^2\varphi)}\right][\Phi_e - \Phi_i + r_s\gamma_s]\,ds.$$

On voit que δ n'est pas négligeable par rapport à γ si, en particulier, $\operatorname{cotg}^2\varphi$ et le maximum de $(\Phi_e - \Phi_i)\,r_n \operatorname{cotg}^2\varphi$ ne sont pas eux-mêmes négligeables.

De toute façon, les sources et puits *artificiels*, tant répartis dans le plan $\eta\zeta$ que concentrés sur les lignes singulières du pseudo-courant transversal (traces des deux nappes en cornet symétriques), ont une intensité totale nulle.

4. La définition de notre nappe en cornet n'introduit que *deux fonctions inconnues*, à savoir la fonction $\zeta(\eta)$ représentant sa « trace », et la distribution $G(s) \equiv (\Phi_e - \Phi_i)$ le long de cette trace, $G(s)$ définissant à la fois $\gamma \equiv dG/ds$ et δ par (5), où r_s et r_n résultent de $\zeta(\eta)$. Pour déterminer ces deux fonctions inconnues, une théorie adéquate doit évidemment formuler *deux conditions*, en outre de la tangence de l'écoulement à la nappe, ci-dessus déjà utilisée.

5. La *nappe en cornet* est contournée à son *bord marginal* (ou bord libre), comme le serait l'aile elle-même en son bord d'attaque si le flux pouvait contourner celui-ci sans séparation; dans ce contournement du bord marginal de la nappe, le courant limitrophe devient momentanément orthogonal à ce bord.

Mais, le bord marginal, ou libre, ainsi contourné ne saurait être une pure ligne géométrique, génératrice-limite d'une nappe conique, car son contournement occasionnerait l'infinitude de la vitesse et de la dépression locales.

En réalité, cette ligne se trouve remplacée par un « bourrelet tourbillonnaire », dont la section transversale se développe linéairement avec l'abscisse x par absorption progressive des tranches de nappe tourbillonnaire, non infiniment minces, qui viennent à la fois épaissir ce bourrelet et accroître son débit, la vitesse y respectant l'affinité conique.

Ainsi, dans le plan transversal $\eta\zeta$, la « nappe » proprement dite se développe suivant la trace idéalisée par la ligne $A_1B'_1$, et son « bourrelet marginal » selon l'aire $(\mathcal{B})$ hachurée, dans laquelle « pénètrent » les pseudo-lignes de courant

environnantes, de sorte que la frontière du bourrelet ($\mathcal{B}$) est une « ligne de puits » artificiels entourant un noyau tourbillonnaire.

C'est ce noyau que mettent en évidence, avec une remarquable netteté, de très nombreuses expériences, aujourd'hui répandues à l'étranger comme en France.

On peut noter que le schéma complété de notre « nappe en cornet » tel que représenté par la figure 2 s'accorde particulièrement bien avec les photographies illustrant notre Note déjà citée et qui représentaient précisément, d'après un procédé expérimental suggéré par R. Legendre, le pseudo-courant transversal.

6. Les conceptions qui précèdent sont également applicables à l'explication de la formation du « tourbillon marginal » des ailes droites, et de leurs bourrelets de bord d'attaque (bubbles, en anglais), pour lesquels d'ailleurs l'allongement fini d'une aile réelle entraîne une certaine conicité de la forme apparente du bourrelet, forme qu'il convient de ne pas confondre alors avec une surface de courant vraie, car des couches adjacentes de fluide se trouvent continuellement et progressivement entraînées par effet de viscosité dans ce bourrelet à conicité plus ou moins accentuée.

Dans le bourrelet de la nappe en cornet, la viscosité du fluide réel intervient à la fois pour « nourrir » ce bourrelet conique, comme elle nourrit le long d'un obstacle une couche-limite en l'épaississant continuellement par absorption de fluide sain, et pour uniformiser à peu près l'intensité tourbillonnaire dans la section transversale du bourrelet. En fluide parfait, ce bourrelet est probablement schématisable par un volume conique à rotationnel sensiblement uniforme, recevant un apport massique continuel du fluide environnant.

7. Un développement théorique, relatif à l'aile mince en delta indéfini et basé sur un schéma d'écoulement de fluide parfait inspiré des conceptions ci-dessus précisées, fera l'objet d'une publication ultérieure.

(1) *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2501.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Lois de la distribution des noyaux radioactifs artificiels autour des noyaux stables*. Note (*) de M. **Paul Dassault**.

On se propose de mettre en lumière les règles régissant la répartition d'ensemble des noyaux radioactifs artificiels par rapport aux noyaux stables ainsi que le raccordement des deux systèmes. Ces règles peuvent d'ailleurs éventuellement permettre, en certains cas, de prévoir l'existence de noyaux non encore mis en évidence, ou tout au moins de lever un doute.

Le domaine à explorer est celui qui contient les isotopes stables et qui

se trouve donc limité au numéro atomique 83 et au nombre de masse 209. Les noyaux radioactifs artificiels sont, dès lors, des types β^-, β^+ et EC (capture électronique). D'après les lois dites de déplacement, la filiation de tous ces noyaux s'effectue à nombre de masse constant, les noyaux β^- d'une part et les noyaux β^+ (ou EC) d'autre part, se déplaçant en sens inverse.

En ce qui concerne les noyaux stables, mentionnons les points suivants : A chaque nombre de masse de 1 à 209 correspond au moins un isotope stable (exception sans doute à faire pour le nombre 5); aux nombres de masse impairs, hors peut-être trois anomalies très particulières, correspond toujours un seul noyau stable; certains noyaux sont caractérisés par la particularité d'être les seuls stables à leur numéro atomique : ils sont de nombre de masse impair et sont donc également les seuls stables à leur nombre de masse.

Nous formulerons une remarque de portée très étendue et qui sera utilisée par la suite. Pour toute valeur de Z (43 et 61 qui n'ont pas d'isotope stable mis à part) il existe au moins un couple de noyaux stables de numéros atomiques respectifs Z — 1 et Z, ayant même nombre de neutrons et donc des nombres de masse $a - 1$ et a. On relève l'existence de près d'une centaine de tels couples qui s'étendent sur toute la longueur de la chaîne des noyaux stables puisqu'ils relient chaque élément au précédent.

A noter que si l'élément Z ne comporte qu'un isotope stable, en désignant par A le nombre de masse de cet isotope, on a nécessairement $a = A$ et il existe alors deux couples de noyaux stables accolés, savoir (Z — 1, A — 1), (Z, A) et (Z, A), (Z + 1, A + 1).

En ce qui concerne les noyaux radioactifs artificiels, la connaissance que l'on a de plusieurs centaines de noyaux de cette catégorie et la régularité de leur distribution permettent actuellement de formuler certaines règles précises : *Pour un même nombre de masse*, entre un noyau β^- et un noyau β^+ (ou EC), quels que soient leurs numéros atomiques, il existe toujours au moins un noyau stable; s'il n'en existe qu'un, tous les noyaux β^- et tous les noyaux β^+ (ou EC) sont situés respectivement de part et d'autre de lui, mais si un noyau radioactif est compris entre deux noyaux stables, il peut appartenir à l'un ou à l'autre des deux types.

Remarque. — Lorsqu'il en existe, les noyaux à rayonnement α peuvent jouer, par rapport aux deux catégories de noyaux β, le même rôle que les noyaux stables. Dans le domaine considéré on mentionnera seulement comme exemple ^{146}Pm (β^-) compris entre ^{146}Nd (stable) et ^{146}Sm (α). Mais la présente remarque prend un intérêt beaucoup plus considérable dans la région des numéros atomiques supérieurs à 83.

Une règle toute différente des précédentes peut être dégagée en étudiant

le raccordement des deux systèmes envisagés au niveau des couples de noyaux stables que nous avons mis en évidence. Elle a l'intérêt de permettre d'affirmer et éventuellement de prévoir l'existence effective de noyaux radioactifs de numéro atomique et de nombre de masse bien déterminés :

A chaque couple de noyaux stables (Z — 1, a — 1) (Z, a) correspond un couple de noyaux radioactifs dont l'un (Z — 1, a) comporte toujours un rayonnement β^-. L'autre (Z, a — 1) est de type β^+ (ou EC) hors le cas où il est compris entre deux noyaux stables du même nombre de masse que lui (cas qui ne peut d'ailleurs se présenter lorsque a — 1 est impair) et où il peut alors être de type β^+ (ou EC) ou de type β^-. Exemples : au couple stable ^{15}N et ^{16}O correspond le couple radioactif ^{16}N (β^-) et ^{15}O (β^+); au couple stable ^{70}Zn et ^{71}Ga correspond le couple radioactif ^{71}Zn (β^-) et ^{70}Ga (β^-), ce dernier noyau étant compris entre deux noyaux stables.

La première partie de cette règle ne comprenant ni alternative, ni cas douteux, constitue une véritable loi qui peut s'énoncer ainsi : Lorsque l'adjonction d'un proton à un noyau stable donne un nouveau noyau stable, l'adjonction d'un neutron au noyau primitif donne un noyau radioactif comportant toujours un rayonnement β^-.

En définitive ces derniers résultats sont principalement fondés sur la présence des couples de noyaux stables (Z — 1, a — 1), (Z, a) dont il a été dit qu'il en existait près d'une centaine. La bonne concordance constatée pour un nombre aussi élevé d'épreuves de confrontation avec la réalité confirme la validité des règles qui ont été formulées et qui dans divers cas de plus en plus rares d'ailleurs, où nos certitudes en la matière présentent encore des lacunes, peuvent permettre d'affirmer l'existence réelle d'isotopes radioactifs non encore mis en évidence.

Il en est ainsi, pour citer un exemple ayant l'intérêt de se prêter à une discussion complète, du noyau ^{208}Bi qui ne figure pas parmi les isotopes reconnus. L'existence du couple stable ^{208}Pb-^{209}Bi, permet d'affirmer l'existence de ^{208}Bi en tant que noyau radioactif. Mais il convient de noter que, ce noyau se trouvant compris entre ^{208}Pb (stable) et ^{208}Po (α), le sens de son rayonnement β peut être aussi bien négatif que positif, comme s'il se trouvait compris entre deux noyaux stables, compte tenu de la remarque présentée plus haut au sujet des noyaux à rayonnement α.

Dans la région des noyaux les plus légers un cas limite mérite de retenir l'attention. L'existence du couple stable ^{2}H et ^{3}He conduit à conclure à celle, d'une part, d'un noyau radioactif ^{3}H de type β^- (et celui-ci est effectivement reconnu : c'est le tritium), d'autre part d'un noyau radioactif ^{2}He, non reconnu, qui, n'étant pas compris entre deux noyaux stables, serait de type β^+ (ou EC) impliquant sa transformation en ^{2}H. Si d'ailleurs son existence était effectivement vérifiée, on se trouverait en présence d'un

noyau radioactif totalement dépourvu de neutrons et comportant par conséquent un rapport A/Z égal à l'unité.

(*) Séance du 18 février 1957.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur la théorie de Stern relative à la structure de la double couche.* Note (*) de M. **Eugène Darmois**.

Les théories de Helmholtz (1879) et de Gouy (1910) n'ayant pas donné toute satisfaction, Stern a proposé (1924) une nouvelle théorie qui les réunit en quelque sorte. La couche d'Helmholtz serait constituée par une couche d'ions adsorbés; elle serait suivie par la couche diffuse de Gouy. La première couche étant formée par exemple d'ions positifs; le métal fournirait les électrons de la couche double et se recouvrirait de ce fait d'une première densité σ_1. Stern calcule la densité σ_1; les formules de Stern ont été reproduites dans divers traités d'Électrochimie; elles sont inutilement compliquées et leur démonstration est tout à fait sujette à caution. Pour la couche diffuse, Stern n'apporte aucune modification au calcul de Gouy.

L'électrode métallique est supposée tremper dans une solution électrolytique; on peut soumettre l'électrode à des tensions variables de polarisation, allant de valeurs nettement anodiques à des valeurs nettement cathodiques. Aux extrémités de ce domaine de tensions, l'électrode adsorbe exclusivement des ions négatifs ou des ions positifs. Dans une publication antérieure ([1]), nous avons fait remarquer que les ions adsorbés sont *hydratés* et d'une façon probablement variable avec la tension. Pour les fortes tensions cathodiques, les ions + adsorbés seraient moins hydratés que pour les faibles tensions. Comme les auteurs qui se sont occupés de la question, nous appellerons ψ_0 le potentiel électrique de l'électrode, ψ_1 le potentiel au niveau des ions adsorbés, zéro le potentiel du corps de la solution. Si D_0 est la constante diélectrique dans la couche adsorbée; la capacité par centimètre carré dans la double couche est $D_0/4\pi\delta$ (δ, épaisseur de la couche double). D'où

$$(1)\qquad \sigma_1 = \frac{D_0}{4\pi\delta}(\psi_0 - \psi_1).$$

La théorie de la couche de Gouy fournit finalement

$$(2)\qquad \sigma_2 = \pm\sqrt{\frac{2nkTD_1}{\pi}}\,\mathrm{sh}\left(\frac{e\psi_1}{2kT}\right),$$

où n est le nombre des ions d'un signe par centimètre cube; D_1 la constante diélectrique dans la couche de Gouy; e, charge d'un ion.

La densité totale apparue sur l'électrode est donc

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 = \frac{D_0}{4\pi\delta}(\psi_0 - \psi_1) \pm \sqrt{\frac{2nkTD_1}{\pi}}\,\mathrm{sh}\left(\frac{e\psi_1}{2kT}\right) \tag{3}$$

Les auteurs diffèrent sur le tracé de ψ en fonction de la distance x à l'électrode. On trouve les deux dessins de la figure 1. Nous montrerons plus loin que les deux cas (a) et (b) sont possibles, précisément par variation de la polarisation à l'électrode. Quand le garnissage en ions — est faible, ψ_1 reste positive si ψ_0

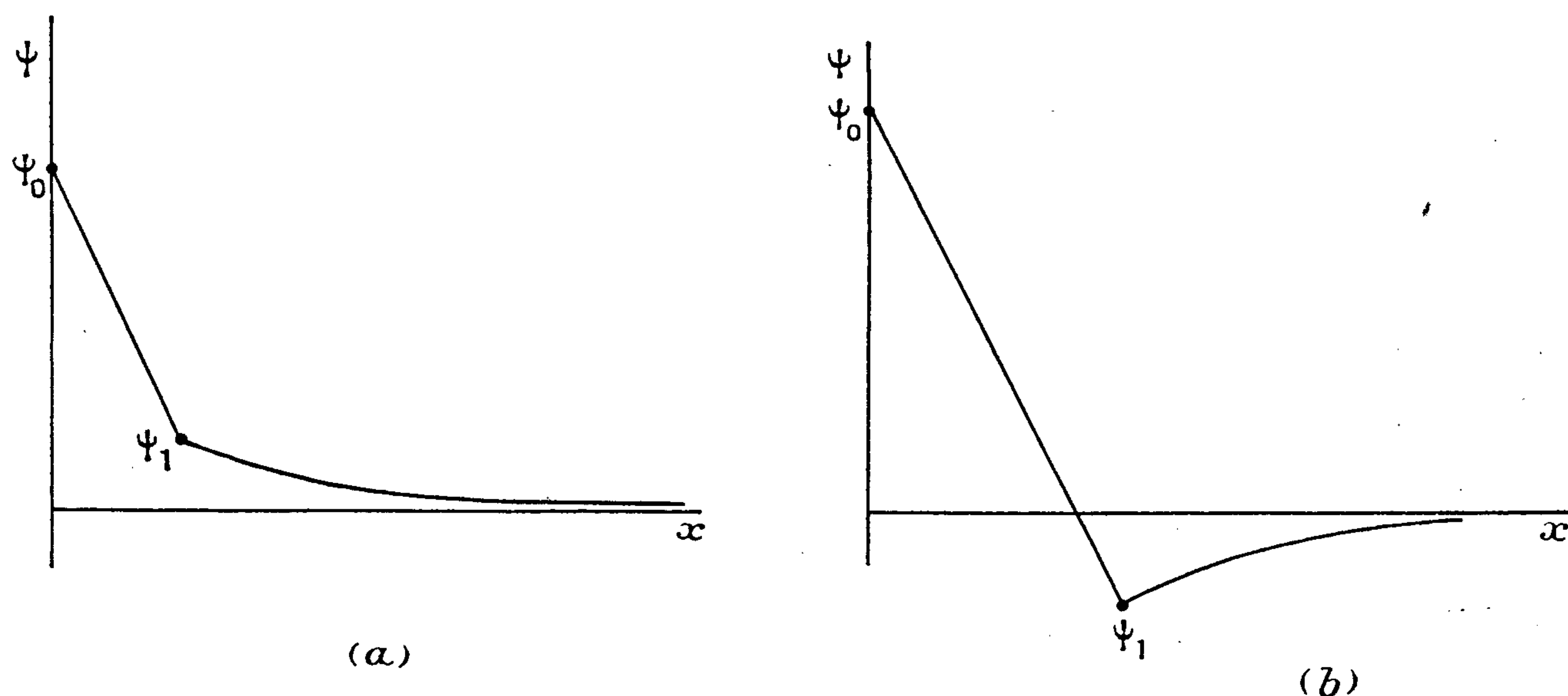


Fig. 1.

l'est. Si le garnissage est plus considérable, ψ_1 peut devenir négatif. Dans les deux cas, le signe à prendre devant le radical est déterminé. Dans le cas (a), $\sigma_2 > 0$, $\psi_1 > 0$, donc $\mathrm{sh}(e\psi_1/2kT) < 0$ puisque e (charge de l'ion adsorbé) est < 0; le signe — doit être mis devant le radical. Dans le cas (b), $\sigma_2 < 0$, $\psi_1 < 0$, $e < 0$, $\mathrm{sh}(e\psi_1/2kT) > 0$; signe — également devant le radical. Finalement

$$\sigma = \frac{D_0}{4\pi\delta}(\psi_0 - \psi_1) - \sqrt{\frac{2nkTD_1}{\pi}}\,\mathrm{sh}\left(\frac{e\psi_1}{2kT}\right). \tag{3'}$$

A partir de cet endroit, nous allons supposer que l'eau est ramassée autour des ions de façon à former un ensemble sphérique de rayon α, les ions hydratés se touchant comme sur la figure 2. Une file d'ions de 1 cm de long comprend $1/(2\alpha)$ ions. La distance h est $\alpha\sqrt{3}$; donc sur 1 cm de large, il y a $1/(\alpha\sqrt{3})$ files. En tout, sur 1 cm², il y aura $1/(2\alpha^2\sqrt{3})$ ions. La densité σ_1 est donc $\sigma_1 = e/(2\alpha^2\sqrt{3})$. Le champ électrique est, dans la double couche, $4\pi\sigma_1/(D_0)$ et

$$\psi_0 - \psi_1 = \frac{4\pi\sigma_1}{D_0}\delta,$$

(3′) peut alors s'écrire

$$\sigma = \frac{e}{2\alpha^2\sqrt{3}} - \sqrt{\frac{2nkTD_1}{\pi}}\,\mathrm{sh}\left(\frac{e\psi_1}{2kT}\right). \tag{4}$$

La mesure de σ résulte de celle de la capacité ;

(5) $$\sigma = C\psi_0.$$

Nous allons montrer que les relations précédentes sont d'accord avec les mesures de la capacité de la double couche. Nous utiliserons de nouveau les mesures de Frumkin déjà employées ([1]) et relatives à HCl 10^{-3} N et au mer-

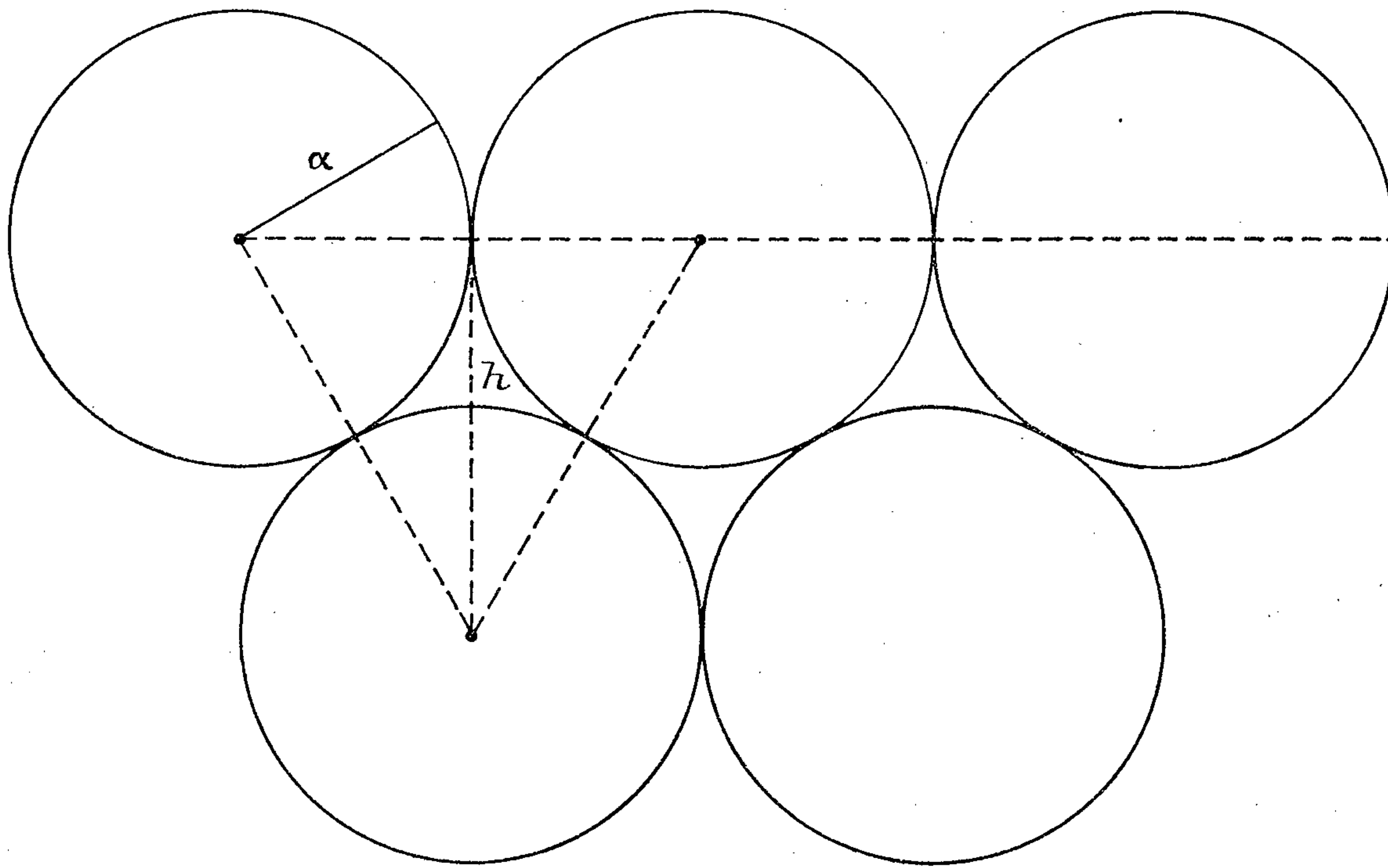


Fig. 2.

cure. Quand $\psi_0 > 0$, les ions adsorbés sont des ions Cl^-. La capacité est $40\,\mu F/cm^2$ ou 36.10^6 u. e. s. ; ψ_0 est de l'ordre de 1 V = 1/300 u. e. s. $C\psi_0 = 12.10^4$; $e = 4,8.10^{-10}$; α est de l'ordre de 1 Å. Nous poserons

$$\alpha = A.10^{-8}\,\text{cm}; \qquad \frac{e}{2\alpha^2\sqrt{3}} = \frac{1,38.10^6}{A^2}.$$

Dans le radical, n est le nombre des ions Cl^- par centimètre cube, soit $n = 6.10^{17}$; $kT \simeq 4.10^{-14}$. Le radical est donc à peu près $125\sqrt{D_1}$. Pour l'explication du palier relatif aux ions Cl^-, on aura donc

(6) $$12.10^4 = \frac{1,38.10^6}{A^2} - 125\sqrt{D_1}\,\text{sh}(-6000\psi_1).$$

Nous allons donner dans (6) des valeurs vraisemblables à A et D_1 et calculer ψ_1. La principale difficulté vient de D_1 ; on connaît mal les constantes diélectriques des solutions électrolytiques. Celle de l'eau est aux environs de 80 ; les constantes diélectriques des solutions sont inférieures. Nous prendrons $D_1 = 64$; on aura ainsi $125\sqrt{D_1} = 1000$. Essayons maintenant $A = 4$. Le calcul, en posant $x = 6000\,\psi_1$, donne $e^x = 68$, soit $x = 4,2$ ou $\psi_1 = (4,2/6000)300 = +0,21$ V. Comme $\psi_0 = +1$ V, nous sommes dans le cas de la figure 1 *a*. Pour $A = 3$, le

calcul donne de même $e^x = 3/200$, soit $x = -4{,}2$ ou $\psi_1 = -0{,}21$ V. C'est le cas de la figure 1 *b*.

Des calculs analogues peuvent être faits pour le palier C^+. On verrait que les valeurs de A sont un peu plus élevées, ce qui est normal, les cations étant plus hydratés que les anions.

La figure *a* conviendra donc aux grands ions hydratés c'est-à-dire aux faibles garnissages; la figure *b* sera pour les petits ions ou les grands garnissages (extrémité gauche du palier C^- ou droite du palier C^+). Vers les polarisations moyennes, il y aura adsorption des deux ions à la fois.

Les calculs ci-dessus permettent d'évaluer l'importance relative de σ_1 et σ_2. Sur une densité totale de 120 000, pour $A = 4$, $\sigma_1 = 86\,200$, $\sigma_2 = 34\,000$; pour $A = 3$, $\sigma_1 = 153\,330$, $\sigma_2 = 33\,000$, $\sigma_1/|\sigma_2| = 2{,}5$ dans le premier cas et 4,6 dans le deuxième.

On peut donc dire que c'est surtout les ions adsorbés qui créent la densité sur l'électrode. Sous la forme $\sigma_1 = D_0/4\pi\delta\,(\psi_0 - \psi_1)$, les remarques faites précédemment (1) s'appliquent; elles montrent que, dans l'absorption des ions Cl^-, la place qu'occupe chaque ion sur l'électrode a une surface moyenne de 200 A^2; un ion Cl^- de diamètre 3,6 A peut y tenir à l'aise avec un grand nombre de molécules d'eau.

(*) Séance du 18 fevrier 1957.

(1) G. et E. Darmois, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 971.

GÉOPHYSIQUE. — *Expériences séismiques dans les Alpes occidentales en* 1956; *résultats obtenus par le « Groupe d'Études des Explosions Alpines »*. Note de M. **Pierre Tardi**.

Sur les trois profils étudiés, Sud, Ouest et Est, on met en évidence une vitesse des ondes longitudinales voisine de 6 km/s que l'on attribue au socle dont la profondeur moyenne serait de 2 km environ. Des impetus enregistrés sur le profil transversal et indiquant une vitesse d'environ 6,7 km/s peuvent être attribués à la discontinuité de Conrad, laquelle serait située à une profondeur moyenne d'environ 25 km.

Il a été rendu compte à l'Académie (1) des conditions dans lesquelles des expériences séismiques avaient été organisées dans les Alpes par le Comité National Français de Géodésie et Géophysique, sous les auspices de la Commission Européenne de Séismologie. Y ont pris part des Équipes allemandes, françaises et italiennes.

Le « Groupe d'Études des Explosions Alpines », comprenant M. Paul Baltenberger, Mlle Yvonne Beaufils, MM. Claus Behnke, René Benoît, Thomas Berg, Mansur Choudhury, Hans Closs, Mlle Suzanne Coron, MM. Raymond Geneslay, Jean Goguel, Otto Husmann, Alexander

Korschunow, Mme Yvonne Labrouste, MM. Lucien Louis, Jean Mary, Carlo Morelli, Alfred Ottmann, Élie Peterchmitt, Henri Richard, Mlle Francine Rimbert, MM. Jean Rothé, Salvator Salamanna, Albert Stein, Pierre Teissier et Guido de Visintini, présente de façon collective les résultats obtenus au cours de ces expériences.

Le point d'explosion (lac Rond des Rochilles), situé à 6 km au Nord-Est du Col du Galibier, avait été choisi dans la zone interne des Alpes (zone briançonnaise).

Des enregistrements séismiques ont été obtenus en 61 stations réparties sur deux profils :

L'un, en direction Sud-Sud-Est, suivait dans sa première partie l'axe de la zone briançonnaise, jusqu'à la Haute Vallée de l'Ubaye, et se prolongeait à l'Ouest du Mercantour, jusqu'à Nice et Monaco (2). Ce profil (29 stations) était occupé par les trois équipes de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg et par les sept équipes de l'Institut de Physique du Globe de Paris.

L'autre profil, transversal, s'étendait vers l'Est jusqu'à Casale Monferrato, dans la plaine du Pô, et vers l'Ouest jusqu'à Peaugres sur la rive droite du Rhône. Il était occupé, dans la partie Est (9 stations), par les équipes de l'Observatoire Géophysique de Trieste et, dans sa partie Ouest (23 stations), par les équipes de l'Amt für Bodenforschung, de l'Institut Géophysique de Hambourg, de l'Institut Géophysique de Munich et par une équipe de l'Institut de Physique du Globe de Paris.

En outre, deux laboratoires, l'un de la Compagnie Générale de Géophysique et l'autre de l'Observatoire Géophysique de Trieste, ont enregistré au voisinage du point d'explosion avec des appareillages de prospection séismique par réflexion.

Commentaires des résultats. — 1° *Profil Sud.* — Les stations à faible distance font apparaître deux vitesses de propagation, l'une de 4,5 km/s correspondant aux terrains houillers de surface et l'autre comprise entre 5,2 et 5,5 km/s dans un milieu sous-jacent dont le toit doit se trouver aux environs de 1500 m d'altitude à l'aplomb du point d'explosion. L'épaisseur du houiller serait de l'ordre de 500 m.

Aux stations plus éloignées, à partir d'une distance de 12 km (Névache) et jusqu'à 150 km, les points représentatifs des durées de propagation t_{P_3} en fonction des distances Δ s'alignent sur une même droite d'équation :

$$t_{P_3} = 0,50 + \frac{\Delta}{6,07} \qquad (t \text{ en secondes, } \Delta \text{ en kilomètres}).$$

Il est remarquable que le point représentatif d'une station isolée supplémentaire (Tignes, située à 57,5 km au Nord du point d'explosion) se place sur la même droite.

Le calcul des épaisseurs basé sur les données précédentes montre que le milieu caractérisé par la vitesse de 6,07 km/s se trouve à environ 2 km de profondeur. La mise en évidence de nombreuses réfractions multiples sur le profil Sud indique l'existence d'une surface de discontinuité à la limite supérieure de ce milieu. Par ailleurs une phase S de vitesse 3,5 km/s a été enregistrée sur les deux composantes horizontales avec une grande netteté dans la plupart des stations du profil.

La vitesse indiquée ci-dessus pour la phase longitudinale (6,07 km/s) est sensiblement la même que celle des profils de réfraction dans les expériences d'Haslach en 1948 (5,97 km/s) à partir de 2,4 km de profondeur, dans celles de Camargue en 1949 (6,00 km/s) à partir de 2 km et dans celles de Champagne en 1952 (6,00 km/s) à partir de 2,7 km de profondeur. Dans ces autres régions, la vitesse voisine de 6,0 km/s avait été attribuée au socle, c'est-à-dire aux terrains antérieurs à la couverture mésozoïque et qui avaient subi l'influence des plissements et des phénomènes magmatiques de l'époque hercynienne.

Dans la partie Sud du profil, la vitesse de 6 km/s paraît correspondre au socle cristallin, prolongement du massif du Mercantour.

Dans la zone briançonnaise, le fait que la vitesse est la même en dessous d'une discontinuité à la même profondeur, est remarquable. On peut hésiter entre l'assimilation du milieu rapide au prolongement du massif du Pelvoux ou à un noyau cristallin de la zone briançonnaise. Les résultats séismiques ne confirment pas l'hypothèse d'un enfoncement des terrains houillers du Briançonnais.

2° *Profil transversal.* — *a. Sur le profil Ouest,* les résultats se groupent suivant deux régions nettement différentes :

Jusqu'à la station du Fort des 4 Seigneurs, voisine de Grenoble (55 km du point d'explosion), l'équation de l'hodochrone s'écrit :

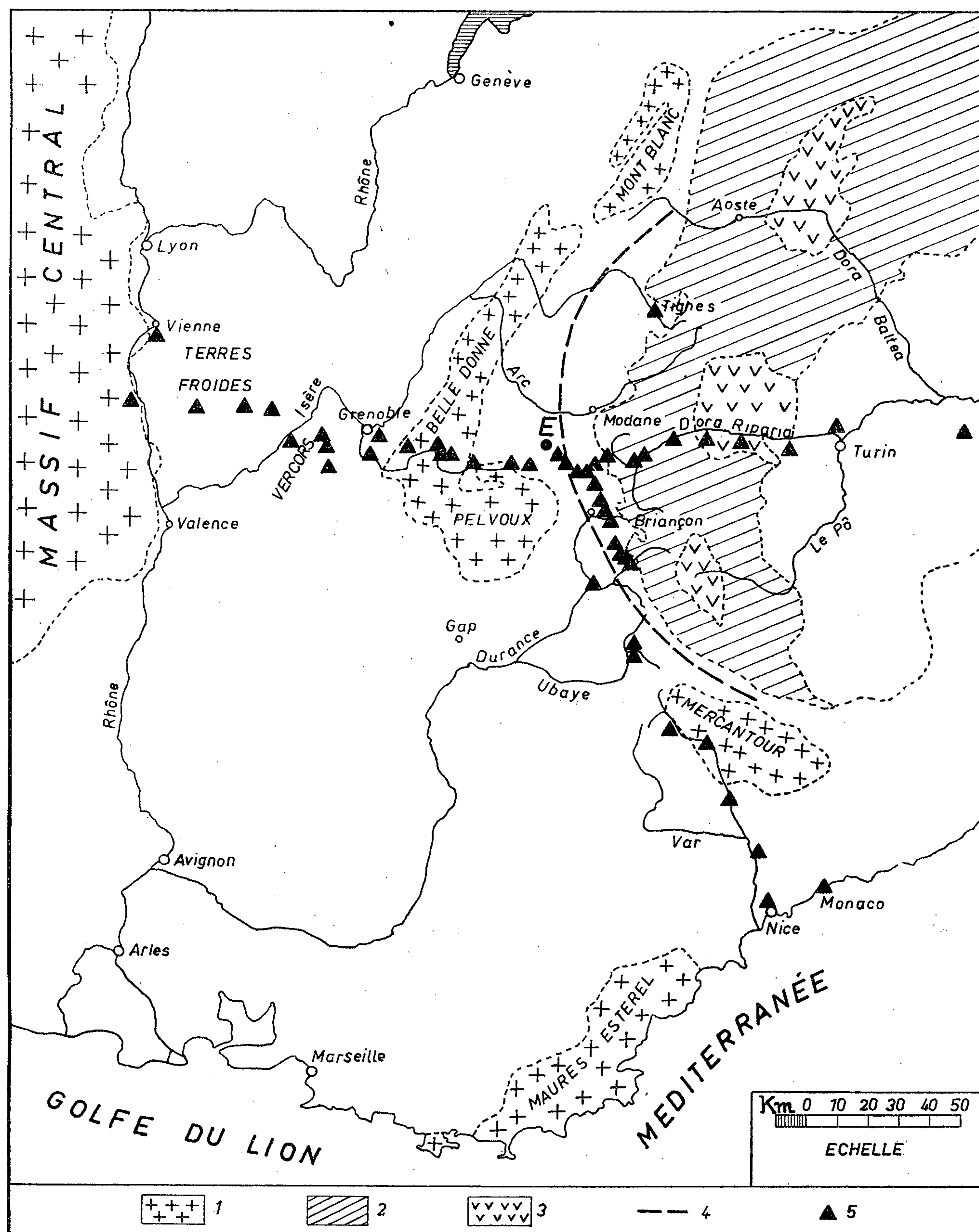
$$t = 0,36 + \frac{\Delta}{5,86}.$$

Les ondes semblent s'être propagées au voisinage de la surface du sol, à partir d'une distance de 10 km du point d'explosion, à travers les gneiss et les roches éruptives.

A l'Ouest du massif de Belledonne, les temps d'arrivée accusent des retards plus ou moins importants par rapport à ceux qu'on peut calculer par l'équation ci-dessus. Ces retards traduisent une plongée rapide, vers l'Ouest, de la limite supérieure du socle et un épaississement des terrains sédimentaires, lequel doit correspondre, d'une part, aux plis qui constituent le massif du Vercors et, d'autre part, à l'existence d'un fossé subsident mis en évidence antérieurement au Nord de Romans.

b. Profil Est. — La vitesse apparente moyenne après correction d'alti-

tude est de 5,3 km/s. On peut cependant remarquer que les heures de début aux trois stations de Salambertano, Madonna di Lasa et Vaie S. Ambrogio (entre 30 et 66 km de distance) satisfont à l'équation de l'hodochrone t_{P_3} du profil Sud.



1. Massifs cristallins externes. — 2. Zone des schistes lustrés et massifs cristallins internes. 3. Roches basiques. — 4. Axe de la zone briançonnaise. — 5. Stations séismographiques.

3° *Discontinuités plus profondes.* — Sur le profil transversal Ouest, les séismogrammes de cinq stations, aux distances comprises entre 82

et 138 km, montrent un impetus caractéristique arrivant après les ondes étudiées plus haut. Le report de ces impetus sur une hodochrone donne à penser qu'il existe une discontinuité à une profondeur moyenne d'environ 25 km (au-dessous du niveau de la mer). La vitesse correspondante est d'environ 6,7 km/s. Il est possible qu'il s'agisse de la discontinuité de Conrad; les valeurs correspondantes étaient d'environ 17 km dans l'expérience d'Haslach et de 9,5 km dans celle d'Heligoland (1947). La discontinuité de Conrad serait donc plus profonde en bordure Ouest des Alpes françaises que dans l'Europe septentrionale.

Les mêmes résultats ont été obtenus sur le profil transversal Est, avec une vitesse de 6,7 km/s et une profondeur probable de 23 km pour la discontinuité de Conrad. L'épaisseur du « basalte » semble très faible (de 5 à 7 km) et paraît augmenter vers l'Est.

Sur le profil Sud, dans quelques stations éloignées, des émergences pourraient définir une vitesse d'environ 8 km/s. L'hodochrone correspondante est trop mal définie (à cause de l'imprécision des enregistrements horaires concernant les points de la Tour et de Monaco) pour qu'on puisse tenter un calcul de la profondeur de la surface de Mohorovicic. De nouvelles observations seront nécessaires pour permettre une interprétation des résultats obtenus.

Une vitesse voisine de 8 km/s a également été observée aux stations éloignées, sur le profil transversal Est.

4° *Ondes réfléchies.* — *a. Équipe française.* — Aux deux bases situées à 3 200 et 5 700 m au Nord-Ouest du point de tir, des trains d'ondes ont été enregistrés sur les 24 traces séismographiques. Le nombre élevé de ces trains d'ondes qui se succèdent jusqu'à 15 s et plus, leur manque de caractère, leurs interférences, rendent aléatoire une interprétation individuelle de chaque enregistrement. Une corrélation entre les deux bases a été cependant tentée. Sous toutes réserves, on pourrait mettre en évidence une corrélation approximative entre les deux stations vers 9,8, 10,7, 11,6, 12,5 et 14,4 s. On peut donc se demander s'il ne s'agit pas là de « réflexions multiples » se répétant toutes les 0,9 s environ. De telles réflexions multiples pourraient se produire entre la surface et un socle à 2 km de profondeur, socle qui pourrait être un prolongement du massif du Combeynot. On peut également se demander, sous toutes réserves, si les séries réfléchissantes vers 9,8 et 10,7 s ne proviennent pas réellement de miroirs profonds.

b. Équipe italienne. — L'Équipe italienne a effectué des enregistrements au voisinage de l'équipe de la Compagnie Générale de Géophysique, mais sur des profils perpendiculaires aux deux bases précédentes; de nombreuses réflexions ont été enregistrées sur les 12 traces. Après élimination de toutes celles qui paraissaient être des « multiples », les autres réflexions sont

actuellement en cours d'étude pour rechercher les corrélations mentionnées dans le paragraphe précédent.

(1) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1089.
(2) Station séismologique du Musée Océanographique de Monaco.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Une classe de mesures de probabilité sur les espaces* l^p *et* L^p $(p \geq 1)$. Note de M. **Joseph Kampé de Fériet.**

Nous construisons une classe de mesures de probabilité sur l'espace l^2; à chacune d'elles correspond une mesure de probabilité sur chaque espace l^p ou L^p $(p \geq 1)$, en vertu de l'homéomorphie de tous ces espaces.

1. L'étude (1) des intégrales d'une équation aux dérivées partielles, correspondant à des données initiales ou aux limites aléatoires, conduit très naturellement à considérer des éléments aléatoires dans certains espaces de Banach. Soit $u(P, \omega)$ l'intégrale aléatoire d'une équation, définie dans un domaine D et prenant sur la frontière F les valeurs aléatoires $f(P, \omega)$; la fonction aléatoire $f(P, \omega)$ est simplement une fonction réelle sur $F \times \Omega$, mesurable sur Ω pour chaque $P \in F$; l'ensemble Ω peut, en principe, être un espace de probabilité $(\Omega, \mathcal{S}, \mu)$ quelconque.

Mais, dans un problème particulier, pour obtenir les propriétés statistiques de $u(P, \omega)$, par exemple pour calculer effectivement ses moments, on est obligé de spécifier l'ensemble abstrait Ω; l'idée la plus fructueuse consiste à supposer que, quand ω décrit Ω, l'ensemble des échantillons $f(P, \omega)$ constitue un certain espace fonctionnel $\mathfrak{X}$, qui s'impose de lui-même par la nature du problème posé; à ce point de vue $f(P, \omega)$ apparaît comme un élément aléatoire x dans cet espace $\mathfrak{X}$. Par exemple, quand on considère les fonctions harmoniques aléatoires dans le cercle $0 \leq r < 1$, définies par l'intégrale de Poisson :

$$u(r, \theta, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1 - r^2}{1 - 2r\cos(\theta - \varphi) + r^2} f(\varphi, \omega)\, d\varphi$$

on est naturellement conduit à choisir pour $\mathfrak{X}$ l'espace de Banach $L[0, 2\pi]$; le choix d'un ω dans Ω équivaut alors au choix d'un point x dans $L[0, 2\pi]$; pour donner un sens probabiliste à ce choix, il faut, au préalable, définir une mesure de probabilité dans $L[0, 2\pi]$. Comme l'a montré M[lle] E. Mourier (2), la théorie des éléments aléatoires dans un espace de Banach devient particulièrement fructueuse, si l'on suppose que la mesure est une L-mesure, c'est-à-dire si toute fonctionnelle linéaire $x^*(x)$ sur $\mathfrak{X}$ est mesurable.

Une classe importante de problèmes concernant les intégrales aléatoires d'équations aux dérivées partielles se ramène ainsi à la construction de L-*mesures sur des espaces de Banach* $L^p(F)$.

2. Dans cette voie les seuls résultats parvenus à notre connaissance sont ceux de G. Birkhoff (3) et de Mlle E. Mourier (2) (p. 233); ils concernent une L-mesure très particulière dans un espace de Hilbert : toutes les fonctionnelles linéaires sont des variables aléatoires normales (loi de Laplace-Gauss); la méthode que nous proposons conduit à toute une classe de L-mesures dans chaque espace $L^p(p \geq 1)$ séparable. Dans les problèmes qui ont été à l'origine de cette recherche, les fonctions constituant l'espace $L^p(F)$ sont définies sur la frontière F. qui est un ensemble fermé dans un espace R^n; mais cette structure particulière de F ne joue aucun rôle, la seule propriété essentielle étant la *séparabilité* de $L^p(F)$; par conséquent F pourra être un ensemble quelconque, sur lequel on suppose donnée une mesure *m séparable*; $L^p(F)$ désigne l'ensemble des fonctions réelles $x(P)$ sur F, m-mesurables et telles que :

$$\|x\| = \left[\int_F |x(P)|^p \, dm\right]^{\frac{1}{p}} < +\infty.$$

Notre méthode fournit simultanément une classe de L-mesures sur tout espace $l^p(p \geq 1)$, ensemble des suites de nombres réels :

$$x = [\xi_1, \ldots. \xi_n, \ldots]$$

telles que

$$\|x\| = \left[\sum_1^{+\infty} |\xi_n|^p\right]^{\frac{1}{p}} < +\infty.$$

Nous n'aborderons pas ici l'extension aux espaces de Banach complexes l^p et L^p qui se fait sans difficulté.

Le problème de la construction simultanée de mesures dans tous les espaces l^p et L^p est rendu possible par la propriété démontrée par S. Mazur (4) : *tous les espaces de Banach l^p et $L^p(p \geq 1)$ sont homéomorphes*. En désignant par $\mathfrak{X}$ et $\mathfrak{Y}$ deux quelconques de ces espaces on peut ainsi passer de l'un à l'autre par une transformation biunivoque et bicontinue $y = Tx$, $x = T^{-1}y$, combinaison des trois transformations :

(T_1)
$$l \leftrightarrow l^p,$$
$$x = [\xi_1, \ldots, \xi_n, \ldots] \in l, \qquad y = [\eta_1, \ldots, \eta_n, \ldots] \in l^p;$$
$$\xi_n = |\eta_n|^p \operatorname{sgn} \eta_n, \qquad \eta_n = |\xi_n|^{\frac{1}{p}} \operatorname{sgn} \xi_n;$$

(T_2)
$$L(F) \leftrightarrow L^p(F),$$
$$x = x(P) \in L(F), \qquad y = y(P) \in L^p(F);$$
$$x(P) = |y(P)|^p \operatorname{sgn} y(P), \qquad y(P) = |x(P)|^{\frac{1}{p}} \operatorname{sgn} x(P);$$

(T_3)
$$L^2(F) \leftrightarrow l^2,$$
$$x = x(P) \in L^2(F), \qquad y = [\eta_1, \ldots, \eta_n, \ldots] \in l^2,$$
$$(x, \varphi_n) = \eta_n.$$

$\varphi_n(P)$ étant une base orthonormale complète de $L^2(F)$.

La connaissance d'une L-mesure sur un seul des espaces l^p ou L^p entraîne celle d'une L-mesure sur tous les autres en vertu du :

THÉORÈME 1. — *$\mathfrak{X}$ et $\mathfrak{Y}$ étant des espaces de Banach séparables homéomorphes, μ et ν des mesures sur $\mathfrak{X}$ et $\mathfrak{Y}$ se correspondant par l'homéomorphie* : $\nu = T\mu$, $\mu = T^{-1}\nu$, *il suffit que l'une des deux mesures soit une* L-*mesure pour que l'autre le soit également.*

Supposons que $\mathfrak{X}$ soit un espace de mesure $(\mathfrak{X}, \mathcal{F}, \mu)$; désignons par $\mathcal{G}$ l'ensembles des parties de $\mathfrak{Y}$ correspondant à la σ-algèbre $\mathcal{F}$; l'homéomorphie de $\mathfrak{X}$ et $\mathfrak{Y}$ définit automatiquement la mesure $\nu = T\mu$ sur $\mathcal{G}$, en posant :

$$\nu(TA) = \mu(A), \qquad A \in \mathcal{F}, \qquad TA \in \mathcal{G};$$

par cette correspondance $\mathfrak{Y}$ est devenu un espace de mesure $(\mathfrak{Y}, \mathcal{G}, \nu)$.

Admettons que $\mathfrak{X}$ soit un espace de Banach séparable et que μ soit une L-mesure; comme l'a démontré M^lle E. Mourier (2) (p. 213), tous les ensembles ouverts de $\mathfrak{X}$ sont alors μ-mesurables. Or dans l'homéomorphie les ouverts de $\mathfrak{X}$ correspondent aux ouverts de $\mathfrak{Y}$, tous les ensembles ouverts de $\mathfrak{Y}$ sont donc ν-mesurables. On en conclut que ν est une L-mesure, puisque toute fonctionnelle linéaire $y^*(y)$, étant continue, est ν-mesurable.

3. Le problème est donc ramené à la construction d'une classe de L-mesures sur un seul des l^p ou L^p; c'est sur l^2 que l'on parvient le plus facilement à cette construction. Soit R^∞ l'espace de toutes les suites de nombres réels : $x = [\xi_1, \ldots, \xi_n, \ldots]$; choisissons sur la droite réelle $R(-\infty < \xi < +\infty)$ une suite de mesures de Lebesgue-Stieltjes $[\tau_1, \ldots, \tau_n, \ldots]$ assujetties seulement aux conditions :

$$(a) \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau_n = 1 \qquad (n = 1, 2, \ldots);$$

$$(b) \qquad \text{soit} \int_{-\infty}^{+\infty} \xi^2\, d\tau_n = a_n : \quad \sum_1^{+\infty} a_n < +\infty;$$

$$(c) \qquad \text{soit} \int_{-\infty}^{+\infty} \xi^4\, d\tau_n = b_n : \quad \sum_1^{+\infty} b_n < +\infty.$$

En désignant par μ la *mesure produit* $\mu = \tau_1 \times \ldots \times \tau_n \times \ldots$ et par $\mathcal{G}$ la σ-algèbre des parties μ-mesurables de R^∞, l'espace $(R^\infty, \mathcal{G}, \mu)$ constitue un espace de probabilité.

THÉORÈME 2. — *L'espace* $l^2 \subset R^\infty$ *est* μ-*mesurable* : $\mu(l^2) = 1$; μ *est une* L-*mesure sur l'espace de Banach* l^2.

En effet, considérons la suite de variables aléatoires indépendantes $\zeta_n(x) = \xi_n^2 - a_n$, définies sur l'espace de probabilité $(R^\infty, \mathcal{G}, \nu)$; on a $E(\zeta_n) = 0$, $E(\zeta_n^2) = b_n - a_n^2$; donc, d'après (b) et (c) la série des variances des ζ_n est convergente. Le théorème de A. Kolmogoroff, sur la convergence des séries

de variables aléatoires indépendantes, permet d'affirmer que la série

$$S(x) = \sum_{1}^{+\infty} \zeta_n(x)$$

converge sur un ensemble S de mesure 1. Or, d'après (b), $S \equiv l^2$; donc l^2 est μ-mesurable et $\mu(l^2) = 1$. Toute partie A de l^2 de la forme $l^2 \cap B$, où $B \in \mathcal{G}$ est par conséquent μ-mesurable; soit $\mathcal{F}$ la σ-algèbre définie pas ces A; $(l^2, \mathcal{F}, \mu)$ constitue un espace de probabilité. En outre, toute fonctionnelle linéaire sur l^2 est définie par une série convergente

$$x^\star(x) = \sum_{1}^{+\infty} \alpha_n \xi_n(x), \qquad \text{avec} \quad \sum_{1}^{+\infty} \alpha_n^2 < +\infty.$$

Chaque terme de la série étant μ-mesurable, il en est de même de la fonctionnelle linéaire $x^\star(x)$; on en conclut que μ est une L-mesure sur l^2.

(1) *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 1632; **240**, 1955, p. 710; 3rd *Berkeley Symposium on Prob.*, **3**, 1955, p. 199-208.

(2) *Ann. Inst. H. Poincaré*, **13**, 1953, p. 161-244.

(3) *Commun. Mathem.*, **7**, 1954, p. 19-44.

(4) *Stud. Mathem.*, **1**, 1929, p. 83-85.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède, par la voie du scrutin, à l'élection d'un Membre de la Section d'Économie rurale, en remplacement de M. *André Mayer*, décédé.

Le scrutin donne les résultats suivants :

	1er tour.	2e tour.
Nombre de votants	73	75
	Nombre de suffrages	
M. Maurice Fontaine	33	48
M. Claude Fromageot	13	10
M. André Thomas	12	10
M. Émile Terroine	9	5
M. Eugène Aubel	3	
M. André Prévot	1	1
M. Marc Simonet	1	1
M. Achille Urbain	1	

M. **Maurice Fontaine**, ayant obtenu la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation du Gouvernement de la République.

CORRESPONDANCE.

L'**Académie Royale Néerlandaise des sciences et des lettres** invite l'Académie à se faire représenter aux Cérémonies qui auront lieu à Amsterdam, du 6 au 9 mai 1958, à l'occasion du cent cinquantième anniversaire de sa fondation.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Traité de physique théorique et de physique mathématique. VIII. *Introduction à l'étude de l'Analyse symbolique*, par Maurice Parodi;

2° Monographies de Chimie physique. *Les moments dipolaires*, par J. Barriol. Préface de M. Edmond Bauer;

3° Bureau international de Métrologie légale. *Première Conférence générale des États membres de l'Organisation internationale de Métrologie légale*.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les composantes irréductibles d'un sous-ensemble analytique-réel*. Note (*) de MM. **François Bruhat** et **Henri Cartan**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Cette Note fait suite à une Note antérieure ([1]) à laquelle nous renvoyons pour les définitions.

1. Soit Ω une variété analytique-réelle; dans toute la suite, K désigne un fermé de Ω, et E un sous-ensemble analytique de Ω. La relation $F =_K G$ (resp. $F \subset_K G$) entre sous-ensembles de Ω signifiera qu'il existe un ouvert $U \supset K$ tel que $F \cap U = G \cap U$ (resp. $F \cap U \subset G \cap U$). Si $F \subset E$, on notera $\mathcal{C}_K(F; E)$ le plus petit sous-ensemble analytique de Ω contenant $(E - F) \cap K$ [*cf.* corollaire 2 du théorème 2 de ([1])]. On a $E =_K F \cup \mathcal{C}_K(F; E)$.

Définition. — E est K-*irréductible* (dans Ω) si $E \cap K \neq \emptyset$ et si, chaque fois que deux sous-ensembles analytiques F et F′ de Ω satisfont à $E =_K F \cup F'$, on a $E \subset F$ ou $E \subset F'$. Alors $E \subset_K F \cup F'$ entraîne $E \subset F$ ou $E \subset F'$.

Si $K \subset K'$, tout sous-ensemble K-irréductible est K′-irréductible.

Proposition 1. — *Soit g un germe analytique irréductible en un point $a \in \Omega$; soit $\hat{g}$ l'intersection des sous-ensembles analytiques de Ω contenant g; $\hat{g}$ est un sous-ensemble analytique* K-*irréductible de Ω, quel que soit le fermé* K *tel que $a \in$* K.

2. *Définition.* — On appelle K-*composante irréductible* (ou K-*composante*) de E (dans Ω) tout sous-ensemble analytique $F \subset E$ tel que :

a. F soit K-irréductible dans Ω;

b. $F \not\subset \mathcal{C}_K(F; E)$.

Il est clair que si $E =_K E'$, E et E' ont les mêmes K-composantes.

Proposition 2. — *Soit* F *une* K-*composante de* E; *les* K-*composantes de* E *autres que* F *ne sont pas contenues dans* F; *ce sont exactement les* K-*composantes de* $\mathcal{C}_K(F; E)$.

Démonstration. — Soit F' une K-composante de E distincte de F. Si on avait $F' \subset F$, on aurait $F \not\subset F'$ donc $F \subset \mathcal{C}_K(F'; E)$, d'où $F' \subset \mathcal{C}_K(F', E)$, ce qui n'est pas. Donc $F' \not\subset F$ et par suite $F' \subset \mathcal{C}_K(F; E)$. De plus $\mathcal{C}_K(F'; \mathcal{C}_K(F; E)) \subset \mathcal{C}_K(F'; E)$, par suite $F' \not\subset \mathcal{C}_K(F'; \mathcal{C}_K(F; E))$, et F' est une composante de $\mathcal{C}_K(F; E)$.

Réciproquement, soit F' une K-composante de $\mathcal{C}_K(F; E)$. On a $F' \not\subset F$, sinon on aurait $\mathcal{C}_K(F'; \mathcal{C}_K(F; E)) = \mathcal{C}_K(F; E)$. Donc $F' \not\subset F \cup \mathcal{C}_K(F'; \mathcal{C}_K(F; E))$, *a fortiori* $F' \not\subset \mathcal{C}_K(F'; E)$, et F' est une K-composante de E. Remarquons que $\mathcal{C}_K(F \cup F'; E) = \mathcal{C}_K(F'; \mathcal{C}_K(F; E))$.

3. Soit I l'ensemble des K-composantes F^i de E. Pour toute partie finie $J \subset I$, soit F^J la réunion des F^i pour $i \in J$. Les F^i telles que $i \notin J$ sont les K-composantes de $\mathcal{C}_K(F^J; E)$.

Définition. — On appelle K-*résidu* de E l'intersection des $\mathcal{C}_K(F^J; E)$ relatifs à toutes les parties finies J de I.

E est $=_K$ à la réunion de ses K-composantes et de son K-résidu.

Théorème 1. — *Si le* K-*résidu de* E *est vide, chaque compact* $C \subset K$ *ne rencontre qu'un nombre fini de* K-*composantes irréductibles* F^i *de* E, *et* E *est* $=_K$ *à la réunion des* F^i. *Réciproquement, si* E *est* $=_K$ *à la réunion d'une famille* (G^i) *d'ensembles* K-*irréductibles distincts telle que chaque compact* $C \subset K$ *ne rencontre qu'un nombre fini de* G^i, *alors le* K-*résidu de* E *est vide et* (*après suppression des* G^j *tels qu'il existe un* $i \neq j$ *avec* $G^j \subset G^i$) *les* G^i *sont exactement les* K-*composantes irréductibles de* E.

Démonstration. — Si le K-résidu de E est vide, il existe une partie finie J de I telle que $\mathcal{C}_K(F^J; E) \cap C = \emptyset$, donc $F^i \cap C \neq \emptyset$ pour $i \notin J$. La réciproque est immédiate.

Remarque. — Si $K \subset K'$ et si le K'-résidu de E est vide, toute K-composante de E est *contenue* dans une K'-composante de E.

Théorème 2. — *Si* K *est compact, le* K-*résidu de* E *est vide, les* K-*composantes irréductibles de* E *sont en nombre fini, et chacune d'elles est de la forme* $\hat{g}$ (*où* g *est un germe irréductible de* E *en un point de* K).

En effet, à chaque germe g, composant irréductible de E en un point quelconque de $E \cap K$, associons l'ensemble $\hat{g}$, qui est K-irréductible (prop. 1). D'après le théorème 2 de ([1]), et en vertu de la compacité de K, on peut trouver un nombre fini de germes g_i tels que $E =_K \bigcup_i \hat{g}_i$; il suffit alors d'appliquer le théorème 1.

4. Exemples. — Dans les exemples qui suivent, on prend $\Omega = K = R^3$ (espace numérique avec coordonnées x, y, z).

Exemple 1. — Pour tout entier $n > 0$, soit S_n l'ensemble analytique irréductible d'équation $[y-(1/n)]^2 = (z-n)x^2$ et soit E la réunion des S_n et du plan P d'équation $x=0$; E est analytique, ses composantes irréductibles sont les S_n, son résidu est P. L'ensemble Q des points singuliers de E (points au voisinage desquels E n'est pas une sous-variété de dimension 2) contient les ensembles $x=0$, $y=1/n$, $z \geq n$. Ce n'est pas un sous-ensemble analytique, et le plus petit ensemble analytique contenant Q contient P, donc est de dimension 2.

Exemple 2. — On va définir un E *identique à son résidu*. Soit S le cône irréductible d'équation $z(x^2+y^2)=x^3$; D la droite $x=0$, $y=0$; S′ l'adhérence de S-D. Soit (D_k) une suite infinie de droites distinctes contenues dans S′. Pour toute suite finie I d'entiers ≥ 1, définissons un déplacement T_I de R^3, par récurrence sur le nombre $p(I)$ des termes de I : $T_\varnothing$ est l'identité; pour $I=(J,k)$, on choisit T_I de manière que $T_I(S')$ ne rencontre pas la boule $x^2+y^2+z^2 \leq n(I)$ [où $n(I)$ désigne la somme des termes de I], que $T_I(D)=T_J(D_k)$, et que les $S_I = T_I(S)$ soient tous distincts. Supposons alors $E = F \cup G$, F et G analytiques, $G \neq E$, et montrons que F n'est pas irréductible. Il existe un $S_I \not\subset G$, d'où $S_{(I,k)} \not\subset G$ pour une infinité de k; on a donc $S_{(I,k)} \subset F$ pour ces k; soit k_0 l'un d'eux. Soit E′ (resp. E″) la réunion des S_J relatifs à toutes les suites J ayant au plus $p(I)$ termes ou dont le $(p(I)+1)^{\text{ième}}$ terme est k_0 (resp. est $\neq k_0$); E′ et E″ sont analytiques, et F est réunion de $F \cap E'$ et $F \cap E''$, tous deux distincts de F. Donc F n'est pas irréductible, et par suite E n'a aucune composante irréductible.

Exemple 3. — Soit S défini par $x^2(z+1)^2+y^2(z-1)^2=(z^2-1)^2$; S est irréductible, et est la réunion des droites $D(x=0,\ z=1)$ et $D'(y=0,\ z=-1)$ et du lieu S′ des droites rencontrant D, D′ et le cercle $x^2+y^2=1$, $z=0$. Pour toute suite finie I d'entiers ≥ 1, en nombre 2^p-1 ($p \geq 0$ quelconque), on définit une transformation linéaire T_I, par récurrence sur p : pour $p=0$, $T_\varnothing$ est l'identité; pour $p>0$, soit $I=(J, J', k)$, où J et J′ sont des suites de $2^{p-1}-1$ termes. Choisissons, sur $T_J(S')$[resp. $T_{J'}(S')$], une suite de droites distinctes D_k (resp. D'_k), de manière que D_k et D'_k ne soient pas coplanaires; on prend pour T_I une transformation linéaire telle que $T_I(D)=D_k$, $T_I(D')=D'_k$ et que $T_I(S')$ ne rencontre pas la boule $x^2+y^2+z^2 \leq n(I)$ (somme des termes de I). La réunion E des $S_I=T_I(S)$ est analytique. E est *irréductible* : sinon, soit $E=F\cup F'$, $F\neq E$, $F'\neq E$; soit I tel que $S_I \not\subset F$; alors pour tout p tel que 2^p-1 majore le nombre des termes de I, il existe H à 2^p-1 termes tel que $S_H \not\subset F$. Soient donc $S_H \not\subset F$, $S_{H'} \not\subset F'$, H et H′ ayant le même nombre de termes; les k tels que $S_{(H,H',k)} \subset F$ (resp. $\subset F'$) sont en nombre fini; contradiction.

L'ensemble irréductible E *est de dimension* 2, *mais contient une infinité de sous-ensembles analytiques de dimension* 2, *distincts de* E (*les* S_I)*;* E *n'est pas de la forme* $\hat{g}$*;* enfin, *tout ensemble analytique contenant les points singuliers de* E

contient E [car il contient des segments non vides sur chacune des droites $D_k \subset T_J(S')$, et cela pour tout J].

2. *Problèmes ouverts.* — (I). Peut-on trouver un germe irréductible g tel que g soit un germe composant de $\hat{g}$, mais que $\dim \hat{g} > \dim g$?

(II). Est-il possible que $\hat{g} \subset \hat{h}$, $\hat{g} \neq \hat{h}$, $\dim \hat{g} = \dim \hat{h}$?

(*) Séance du 18 février 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 988.

ANALYSE MATHÉMATIQME. — *Conditions aux limites de Visik-Soboleff et problèmes mixtes.* Note (*) de M. **Jacques-Louis Lions**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Résolution de problèmes aux limites de type mixte dans des espaces de distributions en t à valeurs dans des espaces de fonctions ou de distributions à intégrale de Dirichlet d'ordre m infinie.

1. Sur Ω ouvert de R^n, $H^k(\Omega)$ désigne l'espace des fonctions $u \in L^2(\Omega)$ telles que $D^p u \in L^2(\Omega)$ pour tout p avec $|p| \leqq k$ (1), muni de la structure hilbertienne naturelle; $H_0^k(\Omega)$ est l'adhérence dans $H^k(\Omega)$ du sous-espace des fonctions à support compact dans Ω; $H^{-k}(R^n)$ est le dual de $H^k(R^n)$ et $H_{\overline{\Omega}}^{-k}$ est le sous-espace de $H^{-k}(R^n)$ des distributions à support dans $\overline{\Omega}$.

Soit V un espace de Hilbert avec $H_0^m(\Omega) \subset V \subset H^m(\Omega)$, inclusions algébriques et topologiques, et soit $a(u, v)$ une forme sesquilinéaire continue sur V; soit $a^\star(u, v) = \overline{a(v, u)}$; on désigne par N (resp. N*) l'espace des $u \in V$ tels que la forme semi linéaire : $v \to a(u, v)$ [resp. $v \to a^\star(u, v)$] soit continue sur V muni de la topologie induite par $H^0(\Omega) = L^2(\Omega)$; si $u \in N$ (resp. N*), on a $a(u, v) = (Au, v)$ [resp. $a^\star(u, v) = (A^\star u, v)_0$] (2). On suppose que

$$(1) \qquad A = \sum (-1)^{|p|} D^p (a_{pq}(x) D^q) \qquad (|p|, |q| \leqq m),$$

avec

(2) a_{pq} est restriction à Ω de $\mathfrak{a}_{pq}(x)$, fonction indéfiniment différentiable dans R^n, bornée ainsi que chacune de ses dérivées.

Si l'on suppose que pour un certain $\lambda \in R$ fixé, on a

$$(3) \qquad \operatorname{Re} a(u, u) + \lambda (u, u)_0 \geqq \alpha |u|_V^2, \qquad \text{pour tout } u \in V \ (^3), \qquad \alpha > 0,$$

alors $A + \lambda$ (resp. $A^\star + \lambda$) est un isomorphisme de N (resp. N*) sur $H^0(\Omega)$ (4); soit G (resp. G*) l'isomorphisme inverse.

On dit que les formes $a(u, v)$ et $a^\star(u, v)$ sont régulières si, quel que soit $k \geqq 0$, on a $Gf \in N \cap H^{k+2m}(\Omega)$ et $G^\star f \in N^\star \cap H^{k+2m}(\Omega)$ pour tout $f \in H^k(\Omega)$ (5).

On désigne par M^k le sous-espace de $H_{\overline{\Omega}}^{-(k+2m)}$ des distributions T telles que $\langle T, \bar{v} \rangle = 0$ pour tout $v \in H^{k+2m}(R^n)$ dont la restriction à Ω est dans $N^\star$ (6).

On supposera que la condition suivante a lieu :

(4) pour tout k, il existe une application linéaire continue $u \to \theta(u)$ de $H^k(\Omega)$ dans $H^k(R^n)$ telle que $\theta(u) = u$ presque partout sur Ω; si $v \in H^k(R^n)$ avec $v = u$ presque partout sur Ω, alors $\theta(u) - v = \hat{g}$ où g est dans $H_0^k\left(\complement \overline{\Omega}\right)$ et $\hat{g}$ est le prolongement de g à R^n par o hors de $\complement \overline{\Omega}$.

Soit alors

$$\mathcal{A} = \sum (-1)^{|p|} D^p (\mathcal{A}_{pq}(x) D^q);$$

si (4) a lieu, $\mathcal{A}U$ pour U donnée dans $H_{\overline{\Omega}}^{-k}$ ne dépend que de A.

THÉORÈME 1. — *Sous les hypothèses* (1), (2), (3), (4), *les formes* $a(u, v)$ *et* $a^\star(u, v)$ *étant régulières, pour* T *donné dans* $H_{\overline{\Omega}}^{-(k+2m)}$ *il existe* U *unique dans* $H_{\overline{\Omega}}^{-k}$ *vérifiant*

(5) $$(\mathcal{A} + \lambda) U - T \in M^k.$$

Ce théorème résout des problèmes aux limites variés où les conditions aux limites ne sont pas homogènes; la solution U n'est pas à intégrale de Dirichlet d'ordre m finie (7).

2. Soit t une variable de temps; si E est un espace de Banach, $\mathcal{D}'_+(t, E)$ désigne l'espace des distributions en t à valeurs dans E à support limité à gauche (8). On montre le

THÉORÈME 2. — *Les hypothèses sont celles du théorème* 1. *On donne* T *dans l'espace* $\mathcal{D}'_+\left(t, H_{\overline{\Omega}}^{-(k+2m)}\right)$. *Il existe une distribution* U *et une seule dans* $\mathcal{D}'_+\left(t, H_{\overline{\Omega}}^{-k}\right)$ *telle que*

(6) $$(\mathcal{A} + D_t) U - T \in \mathcal{D}'_+(t, M^k), \qquad D_t = \frac{\partial}{\partial t}.$$

La démonstration utilise la transformation de Laplace en t, le théorème 1 et (8).

3. Si l'on suppose en outre que $a(u, v) = \overline{a(v, u)}$, le théorème 2 vaut en remplaçant D_t par D_t^2, puis par transmutation (9) par $D_t^2 + r(t) D_t + s(t)$, r et s étant deux fonctions indéfiniment différentiables de t. En appliquant (9), chap. II, sont aussi résolus des problèmes mixtes pour les opérateurs $\mathcal{A} + D_t^2 + [(2\lambda + 1)/t] D_t$, λ complexe, $\neq -1, -2, \ldots$ (10).

Dans tous ces résultats : la solution dépend continûment des données; si T est une fonction indéfiniment différentiable, il en est de même de U; on peut remplacer A par un système elliptique au sens de Nirenberg, *loc. cit.* dans (5).

Il faut noter que tout ceci suppose la frontière de Ω suffisamment « régulière » [cela intervient dans (4) et la régularité de $a(u, v)$, $a^\star(u, v)$].

(*) Séance du 18 février 1957.

(1) On dérive au sens des distributions sur Ω; *cf.* L. SCHWARTZ, Paris, Hermann, 1950 et 1951.

(2) $(f, g)_0 = \int_\Omega f(x)\overline{g(x)}\,dx.$

(3) $|u|_V$ est la norme de u dans V.

(4) Pour des applications de cette remarque, *cf.* LIONS, *Acta Math.*, **94**, 1955, p. 13-153, chap. I; *Ann. Math.*, **64**, 1956, p. 207-239.

(5) *Cf.* NIRENBERG, *Comm. Pure Applied Math.*, 8, 1955, p. 648-674; BROWDER, *ibid.*, 9, 1956, p. 351-361; STAMPACCHIA, *Ricerche di Matematica*, 5, 1956, p. 3-24.

(6) L'idée d'introduire des espaces de ce type est due à Visik et SOBOLEFF, *Doklady*, 111, 1956, p. 521-523.

(7) Les problèmes elliptiques à intégrale de Dirichlet non finie pour les opérateurs du deuxième ordre sont étudiés par E. MAGENES, *Scuola Normale Superiore Pisa*, 10, 1956, p. 75-84.

(8) LIONS, *Acta Math.*, *loc. cit.*, en (4), chap. II.

(9) LIONS, *Bull. Soc. Math.*, **84**, 1956, p. 9-95.

(10) Généralisation des résultats de Blum, Diaz, Diaz-Ludford, Diaz-Weinberger, Weinstein.

THÉORIE DE FONCTIONS. — *Sur les constantes de Lebesgue des systèmes de fonctions orthogonales et normées.* Note (*) de M. **KÁROLY TANDORI**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Ordre de grandeur asymptotique précis d'une borne supérieure des constantes de Lebesgue relatives à la $n^{\text{ième}}$ moyenne de Cesaró d'ordre α du développement, d'une fonction continue dans un segment, en série de fonctions orthogonales et normées.

Soit $\{\varphi_n(x)\}$ un système de fonctions orthogonales et normées dans l'intervalle $[a, b]$. La fonction

$$L_n^{(\alpha)}(t) = \int_a^b \left| \frac{1}{A_n^{(\alpha)}} \sum_{\nu=0}^{n} A_{n-\nu}^{(\alpha)} \varphi_\nu(x)\varphi_\nu(t) \right| dx \qquad \left[A_n^{(\alpha)} = \binom{n+\alpha}{n} \right]$$

est la $n^{\text{ième}}$ constante de Lebesgue du système $\{\varphi_n(x)\}$ associée à la sommation (C, α).

Il est connu que pour une suite $\{\nu(n)\}$ positive et non décroissante, qui satisfait à la condition

$$(1) \qquad \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{(n \log n)\,\nu^2(n)} < \infty,$$

on a

$$(2) \qquad L_N^{(0)}(t) = o\left(\sqrt{N \log N}\,\nu(N)\right) \quad (^1)$$

presque partout dans l'intervalle $[a, b]$. Si les fonctions $\varphi_n(x)$ $(n = 0, 1, \ldots)$

sont uniformément bornées dans l'intervalle $[a, b]$, on a

(3) $$L_N^{(0)}(t) = O(\sqrt{N})$$

partout dans l'intervalle $[a, b]$.

Pour chaque $\alpha \geqq 0$, on a

$$L_n^{(\alpha)}(t) \leqq L_N^{(0)}(t) \qquad (n = 0, 1, \ldots),$$

d'où par application des inégalités (2) et (3) nous obtenons le

THÉORÈME I. — *Si la suite* $\{v(n)\}$ *positive et non décroissante satisfait à la condition* (1), *on a pour chaque* $\alpha \geqq 0$

(4) $$L_N^{(\alpha)}(l) = o(\sqrt{N \log N}\, v(N))$$

presque partout dans l'intervalle $[a, b]$. *Si les fonctions* $\varphi_n(x)$ $(n = 0, 1, \ldots)$ *sont uniformément bornées, on a pour chaque* $\alpha \geqq 0$

(5) $$L_N^{(\alpha)}(t) = O(\sqrt{N})$$

partout dans l'intervalle $[a, b]$.

Or les résultats (4) et (5) ne peuvent pas être améliorés. Nous avons notamment le

THÉORÈME II. — *Soit* $\{w(n)\}$ *une suite positive et non décroissante, telle que*

$$\sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{(n \log n)\, w^2(n)} = \infty$$

et $\alpha \geqq 0$. *Il y a alors un système* $\{\Phi_n(x)\}$ *de fonctions orthogonales et normées dans l'intervalle* $[a, b]$, *telles que*

$$\overline{\lim_{N \to \infty}} \frac{1}{\sqrt{N \log N}\, w(N)} \int_a^b \left| \frac{1}{A_N^{(\alpha)}} \sum_{\nu=0}^{N} A_{N-\nu}^{(\alpha)} \Phi_\nu(x) \Phi_\nu(t) \right| dx = \infty$$

partout dans l'intervalle $[a, b]$.

Pour chaque $\alpha \geqq 0$ *il y a un système* $\{\Psi_n(x)\}$ *de fonctions orthogonales et normées, uniformément bornées dans l'intervalle* $[a, b]$, *telles que*

$$\overline{\lim_{N \to \infty}} \frac{1}{\sqrt{N}} \int_a^b \left| \frac{1}{A_N^{(\alpha)}} \sum_{\nu=0}^{N} A_{N-\nu}^{(\alpha)} \Psi_\nu(x) \Psi_\nu(t) \right| dx > \delta (> 0)$$

partout dans l'intervalle $[a, b]$.

Le dernier résultat est connu pour $\alpha = 0$. M. H. Rademacher ([2]) a démontré que pour les fonctions $r_n(x) = \operatorname{sign} \sin 2^n \pi x$ $(n = 0, 1, \ldots)$ on a

$$\int_0^1 \left| \sum_{n=0}^{N} r_n(x)\, r_n(t) \right| dx > \rho \sqrt{N} \qquad (N = 0, 1, \ldots;\ \rho > 0).$$

Nous obtenons le théorème II par une construction directe, faisant usage du lemme suivant.

Soit $p(\geqq 4)$ *un nombre naturel,*

$$0 < \frac{1}{c} \leqq 1,$$

et soit $\{a_i\}$ $(i = 1, \ldots, p)$ *une suite de nombres positifs, tels que*

$$a_i > \frac{1}{2^\omega} \qquad (i = 1, \ldots, p),$$

où ω *est un nombre naturel fixé. Il y a alors un système* $\{f_l(x)\}$ $(l = 1, 2, \ldots, 2p)$ *de fonctions en escalier, orthogonales et normées dans l'intervalle* $[0, 2]$, *qui remplissent les conditions suivantes :*

$$\int_0^2 f_l(x)\,dx = 0 \qquad (l = 1, 2, \ldots, 2p);$$

pour toute suite $\{\bar{a}_l\}$ $(0 \leqq \bar{a}_l \leqq 1,\ l = 1, 2, \ldots, 2p)$

$$\int_0^2 \left| \sum_{l=1}^{2p} \bar{a}_l f_l(x) f_l(t) \right| dx < 2^{\omega+1}\sqrt{cp} \qquad (0 \leqq t \leqq 2);$$

partout dans l'intervalle $[0, 2]$

$$|f_l(x)| \leqq A\sqrt{c} \qquad (l = 1, 2, \ldots, 2p);$$

il y a un ensemble mesurable $E(\subseteq [a, b])$, *tel que*

$$\text{mes}\,(E) > \frac{B}{2^{2\omega}}\,\frac{1}{c}$$

et si $t \in E$, *alors*

$$\int_0^2 \left| \sum_{l=p+1}^{2p} a_l f_l(x) f_l(t) \right| dx = 0,$$

$$\int_0^2 \left| \sum_{l=1}^{p} a_l f_l(x) f_l(t) \right| dx > C\sqrt{cp},$$

où A, B *et* C *sont des nombres positifs, indépendants des nombres* c, p *et de la suite* $\{a_i\}$.

Dans la démonstration de ce lemme nous faisons usage des résultats de M. H. Rademacher concernant les constantes de Lebesgue du système de Rademacher (³).

(*) Séance du 28 janvier 1957.

(¹) S. Kaczmarz, *Studia Mathematica*, 1, 1929, p. 87-121.

(²) *Math. Ann.*, 87, 1922, p. 112-138.

(³) *Loc. cit.* (²).

TOPOLOGIE. — *Sur la condition d'extension de Kan pour les complexes semi-simpliciaux.* Note de M. **Weishu Shih**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Soit K un complexe semi-simplicial ([1]). Convenons de dire qu'une suite $(\alpha_i)_{i\in I}$ d'éléments $\alpha_i \in K_n$, $I \subset [0, n+1]$ ([2]), est *compatible* si $\partial_i \alpha_j = \partial_{j-1} \alpha_i$ quels que soient $i, j \in I$, $i < j$. On dira qu'un C. S. S.-complexe K satisfait à la condition $T(n, I)$, où $I \subset [0, n+1]$, si pour toute suite compatible d'éléments $\alpha_i \in K_n$, $i \in I$, il existe un $\alpha \in K_{n+1}$ tel que $\alpha_i = \partial_i \alpha$ pour tout $i \in I$. Rappelons que K satisfait à la *condition d'extension de Kan* ([3]), si pour tout $n \geq 0$ et tout $k \in [0, n+1]$, K satisfait à la condition $T(n, I_k(n))$ où $I_k(n)$ désigne l'ensemble $[0, n+1] - \{k\}$. On se propose de démontrer le :

Théorème. — *Soit* K *un C. S. S.-complexe tel que, pour tout* $n \geq 0$, K *satisfasse à la condition* $T(n, I_i(n))$ *lorsque* $i = 0, n+1$. *Alors* K *satisfait à la condition de Kan.*

Lemme. — *Soit* $J \subset [0, p+1]$, $k \notin J$, $0 \leq k \leq p+1$. *Soit* $J_k \subset [0, p]$ *défini par* $i \in J_k$ *si* $i \in J$ *et* $i < k$, *ou* $i+1 \in J$ *et* $i \geq k$. *Supposons que* K *satisfasse à* $T(p-1, J_k)$*; alors toute suite compatible* $(\alpha_i)_{i\in J}$ *d'éléments* $\alpha_i \in K_p$ *peut être prolongée en une suite compatible* $(\alpha_i)_{i\in J\cup\{k\}}$.

Démonstration. — Considérons la suite $(\beta_i)_{i\in J_k}$, où $\beta_i = \partial_{k-1}\alpha_i$ si $i < k$, et $\beta_i = \partial_k \alpha_{i+1}$ si $i \geq k$. C'est une suite compatible de K_{p-1}. La condition $T(p-1, J_k)$ donne un α_k tel que $\partial_i \alpha_k = \beta_i$ pour $i \in J_k$, et la suite $(\alpha_i)_{i\in J\cup\{k\}}$ est compatible.

Corollaire 1. — *Soit* $n \geq 0$. *Supposons que* K *satisfasse à* $T(q, I)$ *chaque fois que* $q \leq n$ *et que* I *a* $q+1$ *éléments. Alors* K *satisfait à* $T(p, J)$ *chaque fois que* $p \leq n$ *et que* J *a au plus* $p+1$ *éléments.*

(Démonstration par récurrence sur p.)

Corollaire 2. — *Supposons que* K *satisfasse à* $T(n-1, I)$ *chaque fois que* $I \subset [0, n-1]$; *supposons aussi que* K *satisfasse à* $T(n, [0, n])$; *alors* K *satisfait à* $T(n, I)$ *lorsque* $I \subset [0, n]$.

Démonstration du théorème. — L'assertion est triviale pour $n = 0$. Supposons-la démontrée pour $0, \ldots, n-1$, et prouvons-la pour n. On va montrer que K satisfait à $T(n, I_k(n))$ par récurrence descendante sur k. Pour $k = n+1$, $T(n, I_{n+1}(n))$ est vrai d'après l'hypothèse de l'énoncé. Supposons qu'on ait déjà prouvé $T(n, I_j(n))$ pour $j = n+1, \ldots, k+1$, et démontrons $T(n, I_k(n))$. Soit (α_i), $i \in I_k(n)$, une suite compatible d'éléments $\alpha_i \in K_n$. On va d'abord construire une suite compatible $(\Delta_i)_{i\in J}$, où $\Delta_i \in K_{n+1}$ et

$$J = (1, \ldots, k, k+2, \ldots, n+2)$$

telle que

$$\partial_0 \Delta_i = \alpha_{i-1} \quad \text{pour} \quad i \in J. \tag{1}$$

Pour cela, appliquons $T(n, (0))$, qui est satisfait à cause du corollaire 2, à

la suite (α_0);on trouve Δ_1 tel que $\partial_0 \Delta_1 = \alpha_0$. Soit ensuite $l \in J$, $(l > 1)$; notons I l'ensemble des $i \in J$ tel que $i < l$ et supposons déjà définis des Δ_i pour $i \in I$; on va définir Δ_l. Considérons la suite compatible $(\beta_j)_{j\in I}$, où $\beta_0 = \alpha_{l-1}$ et $\beta_j = \partial_{l-1}\Delta_j$ pour $j \neq 0$ $(j \in I)$. La condition $T(n, I)$ est satisfaite : si $l \leq n+1$, cela résulte du corollaire 2; si $l = n+2$, c'est $T(n, I_{k+1}(n))$ qui est satisfaite par l'hypothèse de récurrence. Dans tous les cas, on obtient donc

$$\Delta_l \in K_{n+1} \quad \text{tel que} \quad \partial_j \Delta_l = \beta_j \quad \text{pour} \quad j \in I.$$

Ainsi on a obtenu une suite compatible $(\Delta_i)_{i\in J}$ satisfaisant à (1). Or, avec les notations du lemme, J_{k+1} n'est autre que $[1, n+1] = I_0(n)$; comme $T(n, I_0(n))$ est vrai par hypothèse, le lemme permet de prolonger la suite $(\Delta_i)_{i\in J}$ en une suite compatible $(\Delta_i)_{i\in J'}$, où $J' = J \cup \{k+1\} = I_0(n+1)$. D'après l'hypothèse $T(n+1, I_0(n+1))$, il existe $\Delta^\star \in K_{n+2}$ tel que $\partial_i \Delta^\star = \Delta_i$ pour $i \in I_0(n+1)$. Soit $\Delta = \partial_0 \Delta^\star$; on a $\partial_i \Delta = \alpha_i$ pour $i \in I_k(n)$.

C. Q. F. D.

Remarque. — On n'a pas utilisé les « opérateurs de dégénérescence » du C. S. S.-complexe K. Le théorème vaut donc pour tout complexe K muni seulement d' « opérateurs de face » ∂_i tel que $\partial_i \partial_j = \partial_{j-1} \partial_i$ pour $i < j$.

(1) S. Eilenberg et J. A. Zilber, *Ann. Math.*, 51, 1950, p. 499-513, et *Amer. J. Math.*, 75, 1953, p. 200-204. Nous employons ici la notation ∂_i pour le $i^{\text{ème}}$ opérateur de face.

(2) $[0, n+1]$ désigne l'ensemble des entiers $0, 1, \ldots, n+1$.

(3) D. M. Kan, *Proc. Nat. Acad. U. S. A.*, 42, 1956, p. 419-421.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la répartition des forces de frottement le long de la paroi d'un conduit cylindrique de forme quelconque.* Note (*) de M. **André Fortier**, présentée par M. Joseph Pérès.

Soit un conduit cylindrique dans lequel un régime d'écoulement de pleine turbulence est établi. La force de frottement τ_0 par unité de surface de la paroi n'est pas constante en général le long du périmètre de la section S du conduit par un plan perpendiculaire aux génératrices.

Si l'on fait correspondre a la force de frottement τ_0 une vitesse de frottement $u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$, ρ désignant la masse volumique du fluide supposée constante, il est possible de calculer les valeurs de u_* le long du périmètre de S connaissant la forme de S et un nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement.

Ce calcul s'appuie sur les résultats expérimentaux suivants :

1° La vitesse moyenne u en un point quelconque de S a une direction peu inclinée sur la direction des génératrices et il est possible de représenter la répartition des vitesses moyennes dans S par des courbes isovitesses C et des lignes Γ orthogonales aux isovitesses. Le contour C_0 de S est une isovitesse correspondant à $u = 0$.

2° En un point M situé près d'une paroi lisse, au sens hydrodynamique, toutes les moyennes portant sur les vitesses exprimées en prenant comme unité de vitesse la vitesse de frottement u_*, ne dépendent que d'un paramètre sans dimension $\xi = yu_*/\nu$, y désignant la distance de M à la paroi comptée sur la courbe Γ qui passe par M, ν le coefficient de viscosité cinématique du fluide et u_* la vitesse de frottement au point où Γ rencontre la paroi;

3° En un point situé loin de la paroi le rapport $(u - u_m)/(u_1 - u_m)$ ne dépend que du paramètre $\eta = y/y_m$, y_m désignant une distance et u_1 désignant une vitesse de référence qui ne dépendent que de la courbe Γ sur laquelle se déplace le point M, u_m est la vitesse maximum ;

4° Dans la région centrale de la section S la répartition des vitesses peut être déterminée en admettant que le coefficient de viscosité turbulente ε est constant. Le coefficient ε est défini par la relation $\tau = \varepsilon\, du/dy$ en appelant τ la force de frottement par unité de surface sur un élément de surface de centre M perpendiculaire à la courbe Γ qui passe par M.

Ces résultats peuvent être exprimés de la façon suivante : Dans une région I près de la paroi on a $u/u_* = g(\xi)$ la fonction g étant une fonction universelle.

Dans une région II loin de la paroi on a $(u - u_m)/(u_1 - u_m) = f(\eta)$ la fonction f ne dépendant que de la forme de la section S et les rapports (u_m/u_*) et $(u_1 - u_m/u_*)$ n'étant fonction que du nombre de Reynolds $\mathcal{R} = y_m u_*/\nu$.

Aux grands nombres de Reynolds les régions I et II ont une partie commune et il est facile de montrer qu'on a alors nécessairement :

$$u_1 - u_m = u_*,$$

$$\frac{u}{u_*} = \mathrm{A}\,\mathrm{Log}\,\xi + \mathrm{B},$$

$$\frac{u - u_m}{u_*} = \mathrm{A}\,\mathrm{Log}\,\eta + \mathrm{C},$$

A et B étant des constantes universelles et C une constante pour une courbe Γ donnée.

La fonction g a bien été déterminée expérimentalement et peut être représentée par les expressions suivantes :

$$\text{pour } 0 < \xi < 7{,}6 : \quad \frac{u}{u_*} = \xi;$$

$$\text{pour } \xi > 22{,}4, \quad \frac{u}{u_*} = 5{,}65 \log_{10}\xi + 4{,}8.$$

On a donc, dans la partie commune aux régions I et II :

$$\frac{u - u_m}{u_*} = 5{,}65 \log_{10}\eta + 4{,}8 + 5{,}65 \log_{10}\mathcal{R} - \frac{u_m}{u_*}$$

et dans la région centrale III de S :

$$\frac{u - u_m}{u_*} = f_1(\eta).$$

Supposons connue l'isovitesse C_1 qui limite la région III, pour déterminer les isovitesses de la région III, il suffit de chercher une solution de l'équation aux dérivées partielles :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial Z^2} + \frac{a}{\varepsilon} = 0$$

satisfaisant à la condition aux limites $u =$ const. sur C_1, Y et Z sont les coordonnées d'un point M par rapport à un système d'axes de référence dans le plan de S et a une constante.

Étant donné que l'équation aux dérivées partielles est linéaire et que la condition aux limites s'exprime linéairement en fonction de u la forme des isovitesses et des courbes Γ de la région III ne dépend que de la forme de C_1 et ces courbes peuvent être obtenues au moyen d'un procédé de calcul analogique.

Dans toutes les applications pratiques les courbes C_1 et C_0 sont voisines et il est possible de trouver une première approximation des courbes C et Γ en remplaçant la condition $u =$ const. sur C_1 par $u =$ const. sur C_0.

A partir de cette approximation des courbes C et Γ on peut calculer la répartition de u_*. On a en effet le long d'une isovitesse C_1 voisine de C_0 :

$$u_*\left(5,65 \log_{10}\frac{yu_*}{\nu} + 4,8\right) = \text{const.},$$

y désigne la distance des courbes C_0 et C_1 comptée suivant Γ.

Cette équation définit u_* en fonction de y et il est facile de voir que u_* est une fonction décroissante de y. Soit u_{*0} la valeur maximum de u_* correspondant à la valeur minimum y_0 de y on a

$$u_*\left(5,65 \log_{10}\frac{yu_*}{\nu} + 4,8\right) = u_{*0}\left(5,65 \log_{10}\frac{y_0 u_{*0}}{\nu} + 4,8\right),$$

Posons $\mathcal{R}_0 = y_0 u_{*0}/\nu$, pour les grandes valeurs de $\mathcal{R}_0$, u_*/u_{*0} reste peu différent de 1 et si l'on pose $u_* = u_{*0}(1-\alpha)$ on a

$$\alpha = \frac{5,65}{m} \log_{10}\left(\frac{y}{y_0}\right) \qquad \text{avec} \quad m = 5,65 \log \mathcal{R}_0 + 4,8.$$

Pour $\mathcal{R}_0 = 1000$, $y/y_0 = 2$ on trouve $\alpha = 0,08$.

Or dans la région III on a $(u - u_m)/u_* = f_1(y/y_m)$ et par conséquent si on prolonge les courbes Γ de la région III jusqu'à la paroi on doit avoir sur la paroi des vitesses $u_0 = u_m + u_* f_1(0)$ qui varient en général très peu le long du contour C_0 comme le montre l'application numérique précédente, on peut donc considérer en première approximation que C_0 est une isovitesse de la région III.

Lorsque la paroi est rugueuse, au sens hydrodynamique, les résultats précédents ne sont pas modifiés, le paramètre yu_*/ν doit simplement être remplacé par le paramètre y/k, k désignant la rugosité uniforme équivalente

de la paroi et le long d'une isovitesse C_1 voisine de C_0 on a

$$u_*\left(5,65\log_{10}\frac{y}{k}+8\right)=\text{const.}$$

Pour les grandes valeurs de y/k cette équation montre que u_* varie peu le long de la paroi et que ses variations peuvent être calculées par la même formule que pour les parois lisses, en remplaçant $\mathcal{R}_0$ par y_0/k et la constante 4,8 par 8.

(*) Séance du 4 février 1957.

AÉRODYNAMIQUE. — *Sur le minimum de traînée d'une aile de forme en plan donnée.* Note de M. **Paul Germain** transmise par M. Maurice Roy.

La première partie de cette Note constitue une généralisation d'un résultat annoncé par A. Nikolsky (1) et justifié par G. N. Ward (2), conduisant, en régime supersonique, à l'évaluation du minimum de traînée d'une aile de forme en plan donnée, soumise à certaines conditions linéaires. Une application est développée dans le cas d'une aile delta lorsque l'on impose la portance et la position du centre de poussée.

1. Les coordonnées trirectangulaires sont notées x_1, x_2, x_3; l'axe des x_1 est orienté comme la vitesse à l'infini. La forme en plan, d'aire S, de l'aile (A), purement portante par hypothèse, est définie dans le plan $x_3=0$. L'étude est faite dans le cadre de l'approximation linéaire en régime supersonique. On désigne par φ, $u=\varphi_{x_1}$, $w=\varphi_{x_3}$ le potentiel et les composantes sur x_1 et x_3 de la vitesse de perturbation. Si on pose $\beta^2=M^2-1$, M nombre de Mach, φ est solution de

$$L(\varphi)=\beta^2\varphi_{x_1x_1}-\varphi_{x_2x_2}-\varphi_{x_3x_3}=0.$$

Rappelons les résultats connus (3) relatifs à l'écoulement combiné introduit par R. T. Jones (4). L'écoulement transposé d'une aile donnée (φ, u, w), est l'écoulement ($\varphi^\star$, $u^\star$, $w^\star$) défini a partir de $u^\star(x_1, x_2, 0)=u(-x_1, -x_2, 0)$. C'est l'écoulement autour d'une aile ($A^\star$) symétrique de (A) par rapport à l'origine, conduisant à la même répartition de pressions. L'écoulement combiné est défini par $\tilde{\varphi}=\varphi(x_1, x_2, x_3)+\varphi^\star(-x_1, -x_2, x_3)$. On notera que $\tilde{u}=0$. L'ensemble (E) des ailes de forme en plan donnée (A) peut être muni d'une norme dont le carré est égal à C_x, coefficient de traînée de l'aile défini par

$$SC_x=-2\int_A uw\,dx_1\,dx_2$$

et cette norme permet de donner à (E) une structure d'espace d'Hilbert. On montre alors que si $a_i(x_1, x_2)$ ($i=1, 2, \ldots, n$) sont des fonctions données sur (A), et K_i des constantes données, parmi les ailes satisfaisant aux conditions

$$(1)\qquad \int_A ua_i\,dx_1\,dx_2=SK_i$$

celle qui réalise le minimum de traînée satisfait à la condition $\tilde{w} = \lambda_i a_i$, les λ_i étant des coefficients réels, et que la traînée de cette aile est donnée par $C_x = 2(\lambda_i K_i)$.

2. Cherchons d'abord à déterminer $\tilde{\varphi}$. Supposons que l'on connaisse des fonctions H_i telles que : $L(H_i) = 0$, et que sur (A) : $(H_i)_{x_1} = 0$, $(H_i)_{x_3} = a_i$, et posons $\tilde{\varphi} = \lambda_i H_i + \chi$. Il est facile de montrer que χ est une fonction harmonique en x_2 et x_3, indépendante de x_1, dans le domaine $(\mathcal{D})$ suivant : $(\mathcal{D})$ est limité par la surface caractéristique S_+ enveloppe des cônes de Mach directs ayant leur sommet sur le bord d'attaque, S_- enveloppe des cônes de Mach rétrogrades ayant leur sommet sur le bord de fuite et la région (A) du plan $x_3 = 0$. Si l'on écrit $x_1 = f(x_2, x_3)$ l'équation de S_-, $h_i(x_2, x_3) = H_i(f, x_2, x_3)$ et si l'on pose $\chi = \lambda_i \chi_i$ on peut écrire dans $(\mathcal{D})$

$$\tilde{\varphi} = \lambda_i \Phi_i = \lambda_i (h_i + \chi_i) \tag{2}$$

les $\chi_i(x_2, x_3)$ étant des fonctions harmoniques définies dans (Δ), projection de $(\mathcal{D})$ sur $x_1 = 0$; sur la frontière extérieure de (Δ), $\chi_i = -h_i$, et sur la coupure projection de (A), $(\chi_i)_{x_3} = 0$. Reste à déterminer les λ_i; nous avions primitivement effectué ce calcul par application d'une formule de Green, mais on peut arriver plus simplement au résultat en utilisant l'élégante formule donnée récemment par Ward ([2]) : soit (φ_1, u_1, w_1) un écoulement direct relatif à une aile de forme en plan (A), (φ_2, u_2, w_2) une solution de $L(\varphi) = 0$ définie dans $(\mathcal{D})$ et soit $\Phi_k = \varphi_k(f, x_2, x_3)$ $(k = 1, 2)$ alors

$$-\int_A (u_1 w_2 + u_2 w_1)\, dx_1\, dx_2 = \int_\Delta \{ (\Phi_1)_{x_2} (\Phi_2)_{x_2} + (\Phi_1)_{x_3} (\Phi_2)_{x_3} \}\, dx_2\, dx_3 = (\Phi_1, \Phi_2). \tag{3}$$

En appliquant cette identité à l'aile optimum et à H_i, on voit que (1) conduit à

$$SK_i = (\Phi_j, h_i) = \alpha_{ij} \lambda_j. \tag{4}$$

D'ailleurs $\alpha_{ij} = \alpha_{ji}$. La détermination du minimum de C_x est alors immédiate. Remarquons qu'en outre ce calcul nous fournit la répartition en envergure des circulations de l'aile optimum puisque, sur S_-, $\tilde{\varphi} = \varphi$.

L'intérêt fondamental de la formule (3) est de réaliser un isomorphisme de l'espace (E) introduit plus haut dans l'espace d'Hilbert des fonctions Φ définies dans (Δ) telles que (Φ, Φ) soit borné. On peut ainsi retrouver les résultats précédents à partir de l'énoncé variationnel du problème et généraliser ainsi la méthode de Ward ([2]). La détermination de la répartition des incidences de l'aile optimum n'a pas reçu de solution satisfaisante. On connaît les valeurs de φ sur S_+ et S_-, et il faut donc résoudre un problème extérieur au sens d'Hadamard. Signalons la remarque suivante qui permet de ramener cette détermination à un problème de moments. Il est aisé de construire une fonction ψ, solution de $L(\psi) = 0$, telle que, sur $x_3 = 0$, $\psi = 0$, $\psi_{x_3} = g(x_1, x_2)$, g étant une fonction donnée *analytique* en x_2. En appliquant l'identité (3) à φ

et à ψ, on peut donc calculer les valeurs de $\int_A g(x_1, x_2) u \, dx_1 \, dx_2$. En particulier, on peut prendre pour g la distribution égale au produit d'une fonction analytique de x_2 par une mesure de Dirac en x_1.

3. Appliquons les résultats précédents au cas d'une aile ayant un C_z et un C_m donnés. Soit c la longueur d'une corde de l'aile ; posons

$$c\xi_1 = x_1, \qquad c\xi_2 = \beta x_2, \qquad c\xi_3 = \beta x_3, \qquad \beta S = \mu c^2,$$
$$\delta C_z = C_m, \qquad F(x_1, x_2, x_3) = \overline{F}(\xi_1, \xi_2, \xi_3),$$
$$H_1 \xi_1 = \xi_3, \qquad H_2 = \xi_1 \xi_3, \qquad 4K_1 c = \beta C_z, \qquad 4K_2 c = \beta C_m,$$

le minimum cherché s'écrit

$$(5) \qquad 4\beta C_x = \mu(\beta C_z)^2 \left\{ \frac{1}{2\alpha_{11}} + \frac{(\alpha_{11}\delta - \alpha_{12})^2}{2\alpha_{11}(\alpha_{11}\alpha_{22} - \alpha_{12}^2)} \right\}.$$

Pour fixer les idées, (A) est une aile delta à bords supersoniques, l'origine étant au nez de l'aile et $k = \beta \operatorname{tg} \gamma$, γ étant l'ouverture du delta ; alors $\mu = k$. Si l'on pose $\omega_i = -\overline{\chi}_i (i = 1, 2)$

$$\alpha_{11} = 2 \int_0^k \omega_1(\xi_2, 0) \, d\xi_2 = 2kJ_1, \qquad \alpha_{12} = 2 \int_0^k (\omega_1 - \omega_2) \, d\xi_2 = 2k(J_1 - J_2),$$

et l'on peut également ramener le calcul de α_{22} à celui d'intégrales simples.

Les valeurs des fonctions ω_1 et ω_2 peuvent s'obtenir à l'aide des analogies électriques. Ces déterminations ont été effectuées au laboratoire de MM. Pérès et Malavard.

4. On peut mener les calculs jusqu'au bout dans le cas particulier où $k = 1$. Tout d'abord $\omega_2 + 2\omega_1 = \xi_3^2 - \xi_2^2 + 1$, par suite

$$\alpha_{12} = 6J_1 - \frac{4}{3}, \qquad \alpha_{22} = 9J_1 - \frac{24}{5}.$$

Pour effectuer le calcul de J_1, on peut poser $\pi^2[\xi_2 + i\xi_3] = 2i(x + iy)^2$. Le domaine (Δ) a pour image un triangle rectangle isoscèle dans (x, y). On détermine aisément $\omega_1(x, y)$ comme somme d'un développement en série et un calcul facile montre que

$$J_1 = \frac{2}{3} - \frac{128}{\pi^5} T, \qquad T = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\operatorname{Th}(2p+1)\frac{\pi}{2}}{(2p+1)^5} \cong 0{,}921675.$$

Dans ce cas, on peut écrire la formule (5) avec des coefficients numériques

$$(6) \qquad 4\beta C_x = (\beta C_z)^2 \{ 0{,}889 + 12{,}681 (\delta - 0{,}630)^2 \}$$

On conçoit l'intérêt de tels résultats ; dans les études pratiques relatives au dessin effectif d'une aile répondant à ces conditions, comme celle développée dans la Note suivante, on pourra se rendre compte de la qualité du résultat

obtenu en le comparant au résultat le meilleur possible donné par les formules (5) ou (6).

(1) *IXe Congrès de Mécanique*, septembre 1956.

(2) *Aeron. Res. Coun.*, **18 711**, F. M. **2 459**, octobre 1956.

(3) P. Germain, *IXe Congrès de Mécanique*, septembre 1956.

(4) *J. Aeron. Sc.*, **18**, n° **2**, 1951.

AÉRODYNAMIQUE. — *Effets de portance, en régime supersonique, pour certaines ailes en flèche effilées. Calcul de traînée minimum* (1). Note de M. **Maurice Fenain** et Mlle **Denise Vallée**, transmise par M. Maurice Roy.

L'application de la théorie des mouvements homogènes à l'étude de certaines ailes en supersonique fait l'objet d'une formulation systématique, permettant de calculer aisément les effets de portance et se prêtant bien à la recherche d'optimum. Les résultats d'applications faites dans ce sens sont comparés à l'optimum optimorum obtenu par P. Germain.

1. Considérons, dans un système $O x_1 \, x_2 \, x_3$, des ailes sans épaisseur, voisines de $O x_1 \, x_2$, symétriques par rapport à $O x_1 \, x_3$, de corde médiane c, se déplaçant suivant les $x_1 < 0$ à un Mach $M > 1$. La demi-aile ($x_2 > 0$) est de forme en plan triangulaire, le bord d'attaque et le bord de fuite faisant avec $O x_1$ les angles γ et ω.

Posons

$$\beta = \sqrt{M^2 - 1}, \qquad \beta \operatorname{tg} \omega = h, \qquad \beta \operatorname{tg} \gamma = \beta \tau = k = hl = h(1 - m); \qquad |h| > 1.$$

Si w, pente en direction de l'écoulement, est de la forme

$$w = \sum_{n=1}^{N} \sum_{q=0}^{n-1} a_{n-1-q,q} \left(\frac{m x_1}{c} \right)^{n-1-q} \left(\frac{m x_2}{\tau c} \right)^{q} = \sum_{n=1}^{N} m^{n-1} w_n \qquad (x_2 > 0) \tag{1}$$

et si $k < 1$, le coefficient de pression C_p est donné par (2), (3)

$$\beta C_p = \sum_{n=1}^{N} m^{n-1} \beta C_{p(n)} = \sum_{n=1}^{N} m^{n-1} k \left(\frac{x_1}{c} \right)^{n-1} \sum_{p=1}^{n} l_{np} H_{np}(x, k). \tag{2}$$

Les $H_{np}(x, k)$, où $x = \beta x_2 x_1^{-1}$, sont calculés à l'avance (3) et les l_{np} sont reliés aux $a_{n-1-q,q}$ par

$$\frac{4}{\pi} (n - 1 - q) \, ! \, q \, ! \, a_{n-1-q,q} = \sum_{p=1}^{n} (-1)^{p-1} l_{np} \alpha_p^q,$$

$$\alpha_p^{2m-} = \frac{1}{2^{2m-2} C_{2p}^{p}} \sum_{s=0}^{m-1} C_{2s}^{s} \, C_{2p+2m-2s-2}^{p+m-s-1} \, C_{p+m-s-1}^{p} \frac{k^{2s}}{(2s-1)}.$$

$$\alpha_p^{2m} = 2\pi^{-1} \left[\sum_{s=0}^{p-1} C_{p+m-s-2}^{m-1} S_{2s} + \sum_{t=0}^{m-1} C_{p+m-t-2}^{p-1} T_{2t} \right] \qquad (m \neq 0),$$

$$\alpha_p^0 = 2\pi^{-1} S_{2p-2};$$

les C_m^p étant les coefficients de la formule du binome, les S_{2s} et T_{2t} des fonctions de k se calculant par récurrence ([3]).

Les $(-1)^{p-1}\alpha_a^p$ étant tabulés, on résout les systèmes

$$\sum_{p=1}^{n}(-1)^{p-1}\lambda_{np}^{n-1-q,q}\alpha_p^q=\delta_r^q \qquad (n=1, 2, 3, \ldots, N),$$

δ_r^q étant le symbole de Kronecker $(0\leqq r\leqq q)$.

Si

$$l_{np}^{n-1-q,q}=4\pi^{-1}(n-1-q)!\,q!\,\lambda_{np}^{n-1-q,q}$$

et

(3) $$H_n^{n-1-q,q}=k\sum_{p=1}^{n}l_{np}^{n-1-q,q}H_{np},$$

on a

(4) $$\beta C_{p(n)}=\left(\frac{x_1}{c}\right)^{n-1}\sum_{q=0}^{n-1}a_{n-1-q,q}H_n^{n-1-q,q}.$$

2. On note

$$\mathcal{F}^{(q,q-r)}=\frac{l}{k}\int_0^k\left(\frac{x}{k}\right)^r\left(\frac{h}{h-x}\right)^q F(x)\,dx, \qquad \mathcal{F}^{(q,q)}=\mathcal{F}^{(q)}.$$

Les coefficients de portance, C_z, de moment de tangage par rapport à Ox_2, C_m et de traînée de portance, C_x, sont

(5) $$\beta C_z=-\sum_{n=1}^{N}\sum_{q=0}^{n-1}a_{n-1-q,q}\frac{4m^n}{l(n+1)}\mathcal{H}_n^{n-1-q,q(n+1)},$$

(6) $$\beta C_m=-\sum_{n=1}^{N}\sum_{q=0}^{n-1}a_{n-1-q,q}\frac{4m^n}{l(n+2)}\mathcal{H}_n^{n-1-q,q(n+2)},$$

(7) $$\beta C_x=\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{N}\sum_{q=0}^{n-1}a_{n-1-q,q}^2\mathfrak{X}_{n-1-q,q;n-1-q,q}$$
$$+\sum_{n=1}^{N}\sum_{q=1}^{n-1}\sum_{q'=0}^{q-1}a_{n-1-q,q}a_{n-1-q',q'}\mathfrak{X}_{n-1-q,q,n-1-q',q'}$$
$$+\sum_{n=2}^{N}\sum_{n'=1}^{n-1}\sum_{q=0}^{n-1}\sum_{q'=0}^{n'-1}a_{n-1-q,q}a_{n'-1-q',q'}\mathfrak{X}_{n-1-q,q;n'-1-q',q'},$$

avec

$$\mathfrak{X}_{ij;i'j'}=\overline{\mathfrak{X}}_{ij;i'j'}+\mathfrak{X}^*_{ij,i'j'} \qquad \text{(les } \mathfrak{X}^*_{ij,i'j'} \text{ étant dus à la succion)}$$

et

$$\overline{\mathfrak{X}}_{n-1-q,q;n'-1-q',q'}=\frac{4m^{n+n'-1}}{(n+n')\,l}\left[\mathcal{H}_n^{n-1-q,q(n+n',n+n'-q')}+\mathcal{H}_{n'}^{n'-1-q',q'(n+n',n+n'-q)}\right],$$

$$\mathfrak{X}^*_{n-1-q,q;n'-1-q',q'}=\frac{-\pi kk'2^{n+n'}n!\,n'!}{m(n+n')(2n)!(2n')!}l_{nn}^{n-1-q,q}l_{n'n'}^{n'-1-q',q'} \qquad (k'=\sqrt{1-k^2}).$$

La formulation est d'autant plus avantageuse qu'elle conduit (3) à des fonctions $\mathcal{H}_n^{n-1-q,q(r,r-l)}$ combinaisons linéaires, à coefficients $l_{np}^{n-1-q,q}$ ne dépendant que de k, de $\mathcal{H}_{np}^{(r,r-l)}$ qui ne dépendent que de l et s'obtiennent par récurrence ([3]).

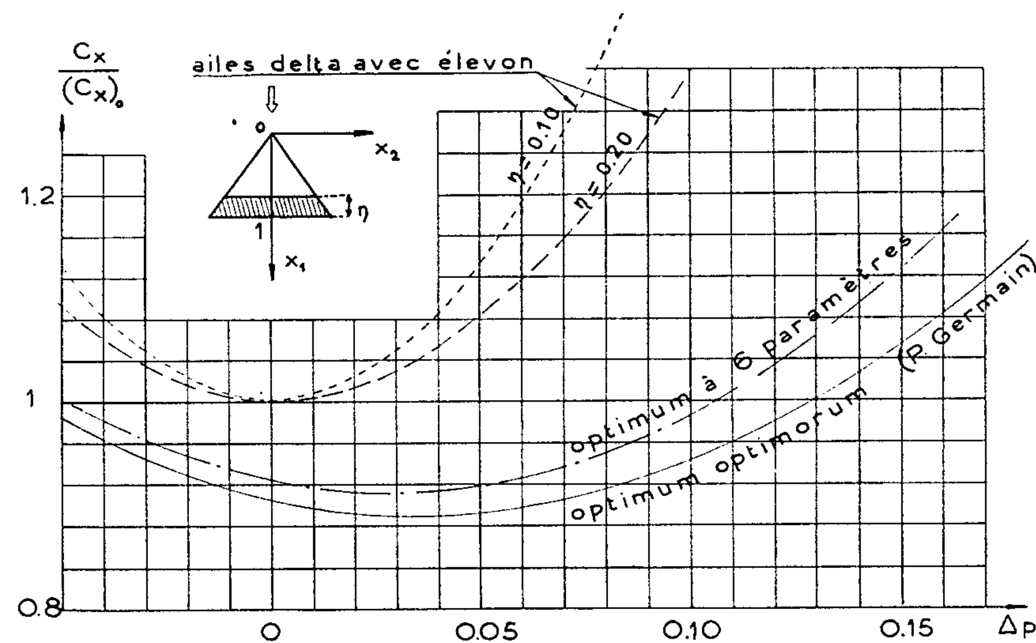


Fig. 1.

Le cas de l'aile delta ($l=0$) fait l'objet d'une formulation du même type, ainsi que les cas de bords d'attaque supersoniques ($k>1$) ([3]).

On établit, dans le même esprit, des formules donnant essentiellement par récurrence la portance des profils.

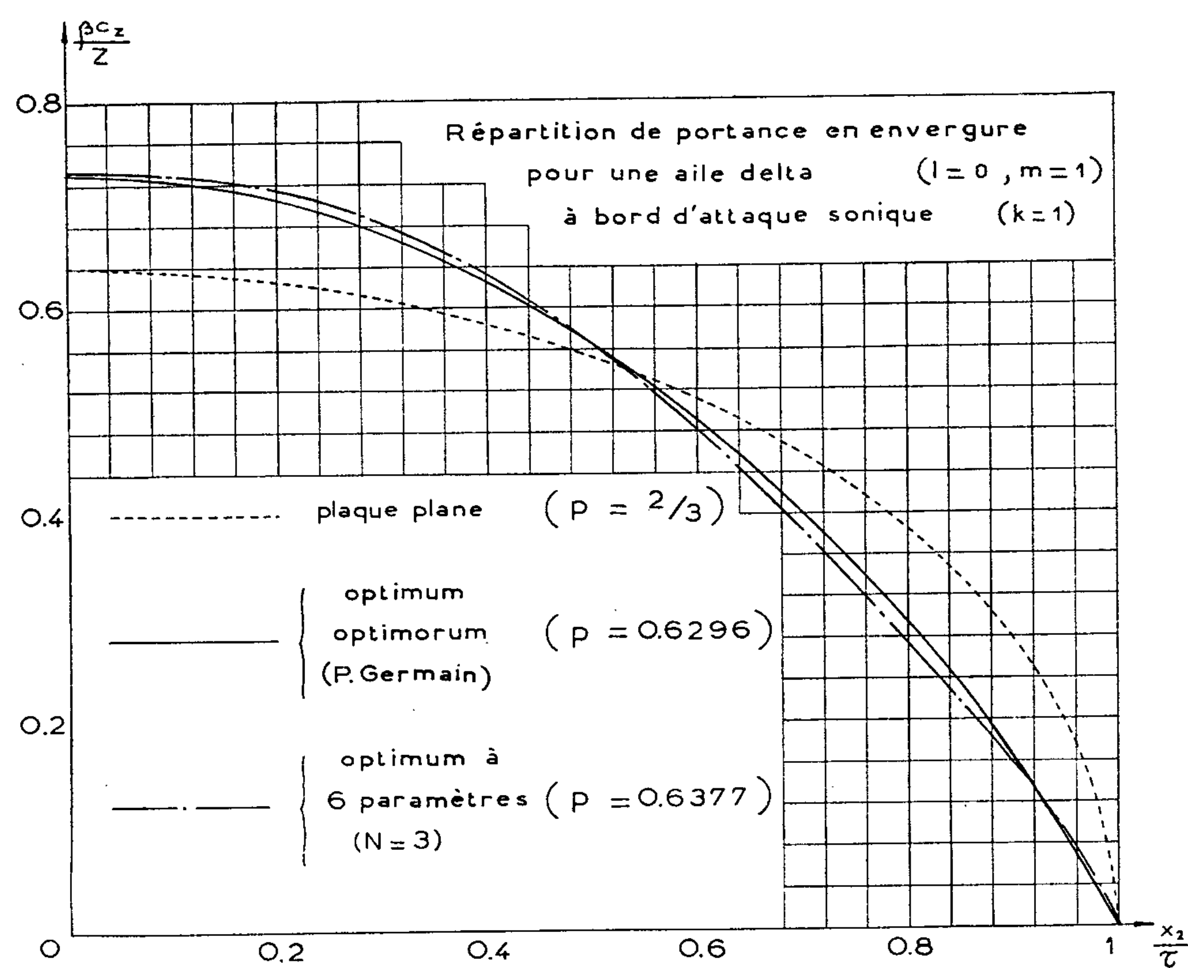


Fig. 2.

3. Les formes (5), (6), (7) se prêtent bien à la recherche d'optimum. On détermine, à k donné, les $a_{n-1-q,q}$ pour que l'aile ait la traînée minimum, compte tenu de certaines conditions aérodynamiques ou géométriques.

Si l'on se fixe $\beta C_z = Z$ et $\beta C_m = pZ$, $x_1 = pc$ étant la position du centre de poussée, les $a_{n-1-q,q}$ sont de la forme $Z(\mu + p\varpi)$, soit pour C_x un trinome en p.

La courbe $C_x/(C_x)_0$ en fonction de $\Delta p = p_0 - p$ fait apparaître le gain par rapport à la plaque plane de même forme en plan, dont le centre de poussée est en $x_1 = p_0 c$ et dont la traînée, à même portance, est $(C_x)_0$. Dans le cas de l'aile delta à bord d'attaque sonique, cette courbe, pour six paramètres $a_{n-1-q,q}$, est très voisine de l'optimum optimorum obtenu par P. Germain (4) (*fig.* 1). Comparativement à l'aile munie d'un élevon destiné à modifier la position du centre de poussée, le gain à Δp donné peut être considérable.

De même (*fig.* 2) la répartition des portances en envergure est très proche de la répartition optimum optimorum de P. Germain (4).

(1) Cette étude était terminée lorsque nous avons eu connaissance d'un article (5) traitant de questions similaires et dont les résultats corroborent certains des nôtres.

(2) P. Germain, *Recherche Aéronautique*, n° 7, janvier 1949.

(3) M. Fenain et D. Vallée, *Recherche Aéronautique*, n° 50, mars 1956.

(4) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1135.

(5) D. Cohen, *R's Forum*, *J. A. S.*, janvier 1957.

MÉCANIQUE APPLIQUÉE. — *Étude de la température en milieu thermique limité dans les problèmes de frottement appliqués au freinage.* Note de M. **Jean Odier** et **Pierre Leutard**, présentée par M. Joseph Pérès.

Étude théorique, à l'aide des méthodes de thermocinétique, de la formule donnant en milieu thermique limité, l'accroissement de la température moyenne d'une surface frottante pendant un coup de frein à décélération constante. Vérification expérimentale et applications.

On connaît déjà (1), dans le cas d'un temps bref et d'un milieu thermique illimité, la formule donnant l'accroissement de température moyenne de surface $\Delta\theta$ au temps t sous un flux de chaleur superficiel $q = q_0 - at$ (q_0, flux initial; a, constante, ce qui représente la loi du flux en freinage à décélération constante) pénétrant dans un matériau de conductibilité calorifique γ, de poids spécifique ϖ, de chaleur spécifique c.

Cette formule, très utile et suffisante pour la plupart des freins courants, est insuffisante dans certains cas spéciaux où le freinage a lieu en milieu thermique *limité*.

En étudiant ce dernier problème en utilisant les méthodes générales de calcul de thermocinétique (2), on aboutit ainsi à la formule suivante donnant

la température instantanée à la profondeur x :

$$\Delta\theta = (q_0 - at)\frac{x^2}{2l\gamma} - (q_0 - at)\frac{x}{\gamma} + (2q_0 - at)\frac{t}{2l\varpi c} + \frac{1}{3}(q_0 - at)\frac{l}{\gamma}$$
$$- \frac{2q_0 l}{\pi^2\gamma}\sum_{n=1}^{n=\infty}\frac{1}{n^2}\cos n\frac{\pi}{l}e^{-n^2mt} + \frac{2l}{\pi^2\gamma}\frac{a}{m}\left[\sum_{n=1}^{n=\infty}\frac{1}{n^4}\cos n\frac{\pi}{l}x - \sum_{n=1}^{n=\infty}\frac{1}{n^4}\cos n\frac{\pi}{l}xe^{-n^2mt}\right],$$

avec les notations ci-dessus, en appelant l l'épaisseur du milieu, m la quantité $m = (\pi^2/l^2)(\gamma/\varpi c)$.

La température sur la surface frottante, la plus importante, s'obtient en faisant $x = 0$ dans la formule qui est particulièrement intéressante à considérer aux temps $t = T/2$ (milieu du freinage) et $t = T$ (fin du freinage). En posant $T = q_0/a$ (durée de freinage), et en formant le rapport $\Delta\theta/q_0$.

On a ainsi :

à l'instant $t = T/2$:

$$\frac{\Delta\theta}{q_0} = \frac{3T}{8l\varpi c} + \frac{l}{6\gamma} - \frac{2l}{\pi^2\gamma}\sum_{n=1}^{n=\infty}\frac{1}{n^2}e^{-n^2m\frac{T}{2}} + \frac{2l}{\pi^2\gamma}\frac{1}{mT}\frac{\pi^4}{90} - \frac{2l}{\pi^2\gamma}\frac{1}{mT}\sum_{n=1}^{n=\infty}\frac{1}{n^4}e^{-n^2m\frac{T}{2}};$$

à l'instant $t = T$:

$$\frac{\Delta\theta}{q_0} = \frac{T}{2l\varpi c} - \frac{2l}{\pi^2\gamma}\sum_{n=1}^{n=\infty}\frac{1}{n^2}e^{-n^2mT} + \frac{2l}{\pi^2\gamma}\frac{1}{mT}\frac{\pi^4}{90} - \frac{2l}{\pi^2\gamma}\frac{1}{mT}\sum_{n=1}^{n=\infty}\frac{1}{n^4}e^{-n^2mT}$$

le cas $a = 0$ correspond au cas du freinage continu (à flux constant $q = q_0$).

On peut établir des formules simplifiées limitées aux premiers termes de la formule, donnant avec une précision déterminée la température de surface dans les applications pratiques.

Les essais de vérification expérimentale, conduits sur freins à disque d'avions et d'automobiles, en utilisant un pyromètre à rayonnement à cellule au sulfure de plomb avec amplificateur électronique, à très bref délai de réponse, ont donné dans l'ensemble une excellente vérification des formules établies.

Applications. — 1° L'étude fournissant la formule reliant l'accroissement de température de surface aux paramètres qui le régissent a un intérêt général évident.

2° L'étude met en évidence l'influence fondamentale de la quantité l^2/DT.

3° L'étude permet, pour tout cas pratique, le choix des matériaux frottants et de leur épaisseur, eu égard aux conditions d'emploi, et donne la base nécessaire à l'étude des tensions thermiques se produisant en freinage dans les matériaux en question.

(1) ODIER, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1288.

(2) VERNOTTE, *Publ. scient. et techn. Minist. Air*, n° 224, 1949.

PHYSIQUE SOLAIRE. — *Construction d'un coronomètre* K *pour mesurer la brillance de la composante polarisée de la couronne. Premières observations.* Note de MM. **Gérard Wlérick** et **James Axtell**, présentée par M. André Danjon.

On a développé un nouvel instrument pour mesurer et enregistrer la brillance de la composante-K de la couronne. Ses caractéristiques sont : *a*. la polarisation instrumentale est réduite à un taux très faible ($< 10^{-4}$) grâce à une méthode d'observation axiale et à une compensation soignée; *b*. la lumière diffusée est très réduite; *c*. la lumière polarisée coronale est mesurée photoélectriquement. Les essais ont été très satisfaisants.

B. Lyot (1) réussit en 1930 à détecter la couronne solaire sans éclipse au Pic du Midi. A cet effet il construisit un télescope d'un type nouveau, le coronographe, et le compléta avec son polarimètre visuel. Ce dernier sensible à une proportion de lumière polarisée de 1/1000e, lui permit de mesurer la composante polarisée de la couronne, appelée composante K, jusqu'à une distance du bord solaire égale à 0,37 $R_\odot$. Depuis 1930, en dehors des résultats d'éclipse, seules quelques mesures polarimétriques furent, à notre connaissance, publiées. Or l'étude de la couronne K est intéressante : d'une part son gradient radial n'est pas trop élevé ce qui permet l'observation assez loin du limbe; d'autre part la brillance d'un élément de volume coronal est directement proportionnelle à sa densité électronique.

A l'Observatoire de Haute Altitude, à Boulder, Colorado, nous avons étudié et construit un nouvel instrument, le coronomètre K, en vue d'observer régulièrement la couronne à des distances du limbe de l'ordre de 0,5 à 1 $R_\odot$ afin d'améliorer les modèles coronaux existants et d'étudier la possibilité de relations entre certains phénomènes solaires et terrestres (2). Ce travail commencé sous les auspices de Radio Corporation of America a été ultérieurement inclus dans le programme de l'Année Géophysique Internationale 1957-1958 (Fondation Nationale des Sciences, U. S. A.).

Caractéristiques de l'instrument. — A une distance du limbe égale ou supérieure à 0,5 $R_\odot$, la lumière polarisée coronale est peu intense. Pour la mesurer correctement il faut : réduire la polarisation instrumentale à un niveau très faible ($\ll 10^{-3}$), minimiser la lumière diffusée et intégrer suffisamment le signal. Voici comment ces conditions ont été remplies : la couronne est observée toujours axialement; les avantages du coronographe sont conservés; le polarimètre est sensible et possède une constante de temps $\geqq 1$ s. L'instrument est placé sur une monture qui suit photoélectriquement le Soleil; il est mobile par rapport à la monture, son axe optique décrivant un cône dont l'axe est dirigé vers le centre du

Soleil. La liaison est réalisée par un cardan *b* et un excentrique *m* entraîné à la vitesse d'un tour en 4 m (*fig.* 1).

Optique et analyseur de polarisation. — La lumière traverse successivement les pièces suivantes : un objectif de coronographe *a* (o = 8 cm, *f* = 193 cm), une petite ouverture *c* dans le plan focal, une lentille de champ *d* (o = 2,5 cm, *f* = 53 cm), une lame demi-onde *e*, un diaphragme *g*, un verre coloré *h*, un analyseur comprenant une lame quart d'onde *i*, un cristal modulateur *j* et un polaroïd *k*. Le flux lumineux est finalement reçu par un photomultiplicateur Lallemand *l*.

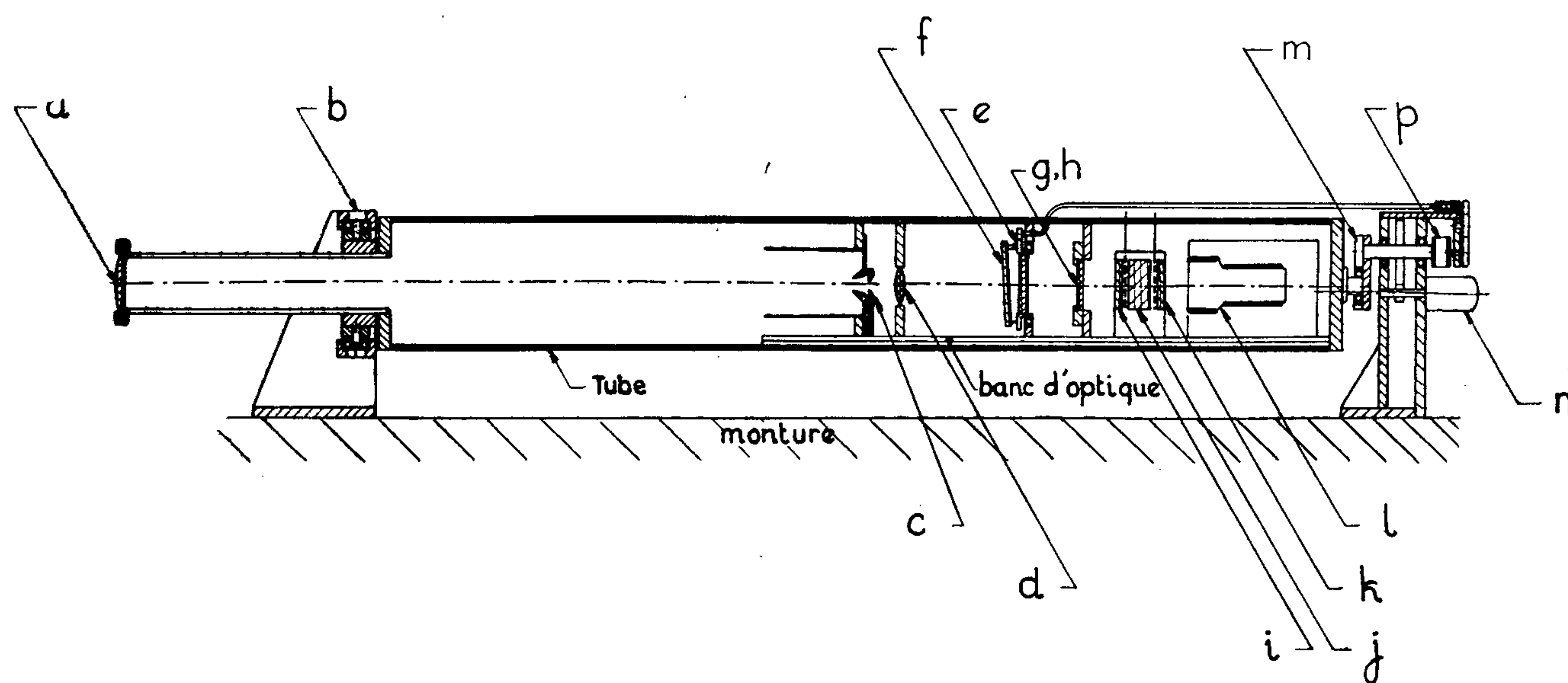


Fig. 1.

Les parties *a*, *d*, *g*, *h*, constituent les parties essentielles d'un coronographe. La lame *e* sert à ramener le plan de polarisation de la lumière coronale dans une direction fixe. Elle tourne à la vitesse d'un tour en 8 m. Ce mouvement est suffisant lorsque la polarisation de la couronne est radiale en tous les points du bord [1], [3]. Un différentiel *p* permet, en outre, de déterminer des écarts éventuels locaux à la polarisation radiale. La lame *e* est constituée par deux lames de quartz croisées dont les retards diffèrent de $\lambda/2$ pour $\lambda = 5\,000$ Å. Comme elle présente une polarisation résiduelle, nous avons introduit une lame de verre de compensation *f* qui tourne solidairement avec elle.

Le modulateur *j* est un cristal à biréfringence électrique [4]. Il est soumis à une tension électrique alternative d'intensité telle que le retard varie entre $\pm \lambda/4$. Associé à la lame *i*, le cristal fournit ainsi un retard qui varie entre o et $\lambda/2$. Comme les axes de la lame *i* et du cristal font un angle de 45° avec la direction de la lumière polarisée incidente et celle pour laquelle le polaroïd *k* a sa transmission maximum, l'ensemble *i*, *j*, *k*, donne une modulation complète de la lumière polarisée rectilignement, tandis qu'il atténue de moitié la lumière naturelle.

Électronique. — Elle comprend quatre parties : *a*. un oscillateur 50 Hz pour le cristal; *b*. une tension stabilisée pour le photomultiplicateur; *c*. un amplificateur à courant continu pour la lumière du ciel; *d*. un amplificateur sélectif suivi d'un enregistreur pour mesurer la quantité de lumière polarisée.

Étalonnage et vérifications. — Pour étudier la polarisation instrumentale, on utilise comme source non polarisée la lumière provenant du centre du Soleil convenablement atténuée par un filtre de transmission connue. On étalonne avec la même source que l'on polarise d'une quantité connue avec une lame de verre inclinée. La bonne marche de l'instrument est vérifiée par sa réponse aux modifications du réglage de certaines de ses parties : par exemple rotation de la lame *e* de 45°, ou de la lame *i* de 90°.

Premières observations. — Elles furent faites en mars 1956 à l'Observatoire Sommers-Bausch, à Boulder (altitude 1600 m). De bons enregistrements de la couronne furent obtenus durant plusieurs jours où le ciel resta remarquablement clair. La courbe en trait plein de la figure 2 indique,

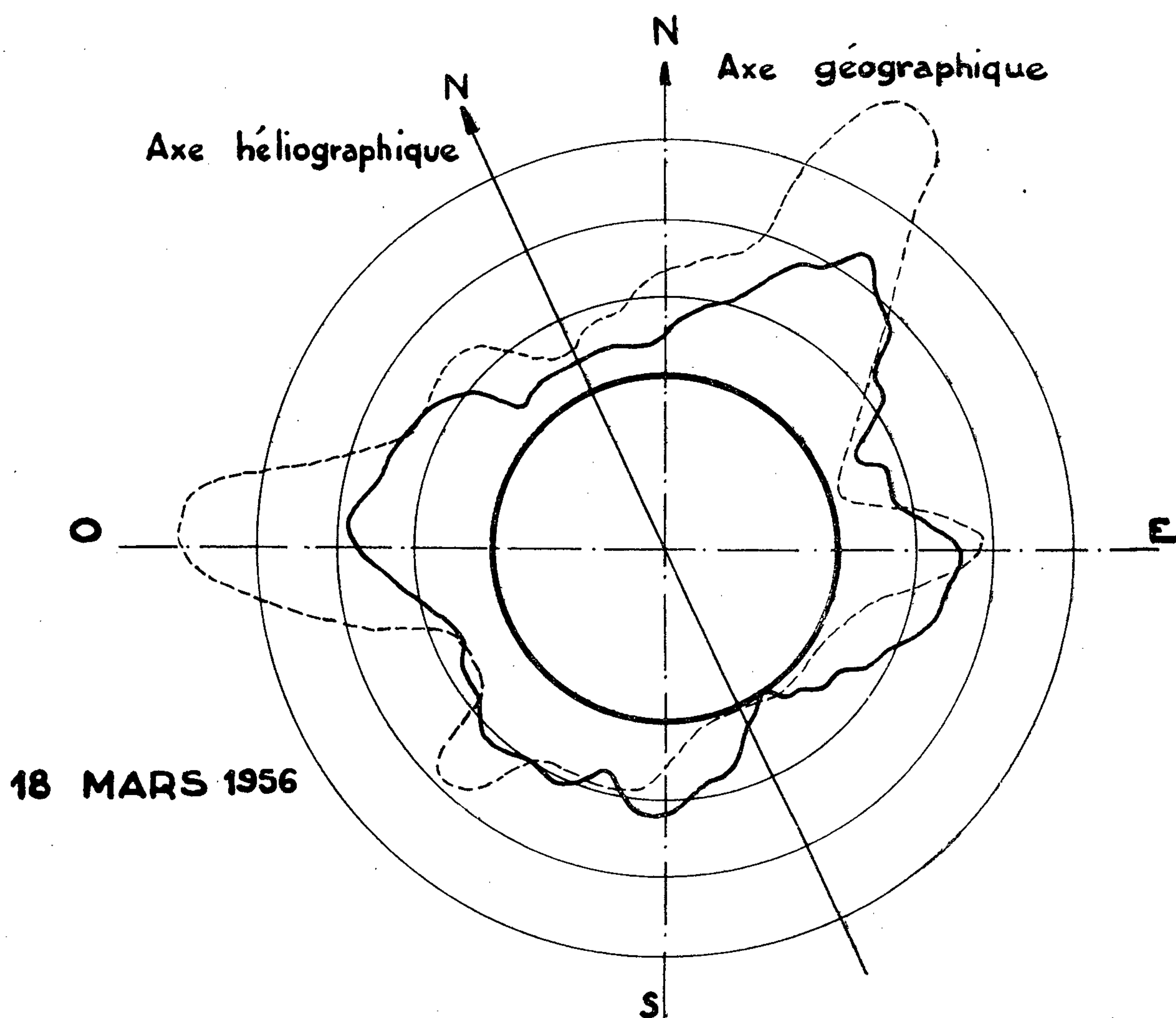


Fig. 2.

en valeur relative, l'intensité de la couronne K en fonction de la position héliographique le 18 mars à 0,2 $R_\odot$ du limbe. Le diagramme a été obtenu en corrigeant le signal de la quantité de lumière polarisée du ciel due à la diffusion multiple (celle-ci est déterminée par un enregistrement à $\simeq$ 1,5 $R_\odot$ du limbe). On reconnaît deux minima aux pôles du Soleil et

quatre maxima correspondants aux zones actives. La courbe pointillée représente, en valeur relative, l'intensité de la raie verte coronale $\lambda = 5\,303$ Å mesurée le même jour, à Climax, Colorado. On voit que les courbes présentent des similitudes mais aussi des différences. Par ciel très clair, les jets coronaux étaient aisément enregistrés jusqu'à 0,5 $R_\odot$. Le 15 mars, un jet Sud-Ouest apparaissait très bien sur un enregistrement à 0,66 $R_\odot$ et aurait pu sans doute être suivi plus loin.

Les mesures furent continuées au printemps puis l'appareil a été démonté et révisé. Il a été remonté pendant l'été à Climax (altitude 3 360 m). Là il a donné, entre le 1er et le 10 septembre 1956, par ciel moyen, des enregistrements satisfaisants. Une description plus complète paraîtra ailleurs.

(1) *Comptes rendus*, **191**, 1930, 1834; *L'Astronomie*, **45**, 1931, p. 248.

(2) *Voir* C. W. Allen, *Monthly Notices*, **104**, 1944, p. 13; Pecker et Roberts, *J. Geophys. Res.*, **60**, 1955, p. 33.

(3) Y. Ohman, *Stockholms Obs. Ann.*, **15**, n° 2, 1947.

(4) B. H. Billings, *J. Opt. Soc. Amer.*, **39**, 1949, p. 797.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur la résolution des équations de Maxwell en coordonnées cylindriques au moyen de transformations de Laplace et de transformations finies de Fourier et de Hankel.* Note de Mlle **Huguette Delavault**, présentée par M. Henri Villat.

Nous considérons les équations de Maxwell

$$\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \operatorname{rot} \vec{E} = 0,$$

$$\varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \operatorname{rot} \vec{H} + \sigma E = 0,$$

ε, μ et σ constantes du milieu de propagation; σ fini pour le milieu de propagation et les parois, et $\sigma \neq 0$ pour les parois.

Nous désignerons par (z, ρ, θ) les coordonnées d'espace d'un point, par H_1, H_2, H_3 les composantes du vecteur $\vec{H}$ dans ce système de coordonnées et de même pour $\vec{E}$.

Nous effectuons la transformation

$$f(u, v, \rho, \theta) = \int_0^\infty \int_0^\infty e^{-ut-vz} F(t, z, \rho, \theta)\, dt\, dz \subset F(t, z, \rho, \theta)$$

et nous noterons

$$h_1 \subseteq H_1(t, z, \rho, \theta), \qquad \overset{\prime}{H}_1 \underset{t}{\subset} H_1(t, o, \rho, \theta), \qquad \overset{\prime\prime}{H}_1 \underset{z}{\subset} H_1(o, z, \rho, \theta)$$

et de manière analogue pour les autres composantes.

Nous supposons ε, μ, σ constantes.

Le système écrit en coordonnées cylindriques se transforme en un système d'équations dont quatre sont linéaires par rapport à e_2, e_3, h_2, h_3 et permettent le calcul de ces composantes en fonction des dérivées premières de e_1 et h_1 en ρ et θ, des composantes du champ pour $t = o$ et de E_2, E_3, H_2, H_3 pour $z = o$.

Nous poserons

$$k = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{1}{\tau}, \qquad \gamma^2 = \frac{1}{\varepsilon\mu}, \qquad A = v^2 - \frac{u(u+k)}{\gamma^2},$$

τ ayant la dimension d'un temps et γ celle d'une vitesse.

En portant dans les équations restantes les valeurs ainsi déterminées de e_3, e_2, h_3, h_2 on obtient deux équations séparées pour e_1 et h_1 :

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\rho\frac{\partial h_1}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2 h_1}{\partial\theta^2} + A h_1 = \varphi(u, v, \rho, \theta),$$

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\rho\frac{\partial e_1}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2 e_1}{\partial\theta^2} + A e_1 = \psi(u, v, \rho, \theta),$$

φ et ψ ne dépendent que du champ au temps $t = o$ et des composantes tangentielles dans le plan $z = o$.

Dans un cylindre $\rho = R$, nous déterminerons e_1 et h_1 en effectuant :

une transformation de Fourier :

$$h_{1,m}(u, v, \rho) = \int_0^{2\pi} e^{-im\theta} h_1(u, v, \rho, \theta)\, d\theta;$$

une transformation de Hankel :

$$h_{1,m,p}(u, v, \eta) = \int_0^{R} r\, J_m(\eta r)\, h_{1,m}(u, v, r)\, dr;$$

η étant choisi différemment suivant les conditions à la frontière $\rho = R$.

Problème. — Détermination du champ connaissant : E_2 et E_3 pour $z = o$, E_1 et E_3 pour $\rho = R$. Au temps $t = o$ le champ est supposé nul.

On suppose les données E_2 et E_3 pour $z = o$ dérivables en ρ et θ et continues en t pour tout $t > o$; E_1 et E_3 pour $\rho = R$ dérivables en z, et E_1 dérivée à droite de $\int_0^t E_1(t)\, dt$ et de même pour E_3.

1° *Calcul de* E_1. — On choisit $\eta = \lambda_p$ racines de $J_m(x R) = o$, $e_1(u, v, \rho, \theta)$ sera connue par son développement en série de Fourier-Bessel :

$$e_1(u, v, \rho, \theta) = \frac{2}{R^2}\frac{1}{2\pi}\sum_m\sum_p e^{im\theta}\frac{J_m(\lambda_p\rho)}{J_{m+1}^2(\lambda_p R)} e_{1,m,p}(u, v, \lambda_p),$$

avec

$$(A-\lambda_p^2)\,e_{1,m,p} = -R\lambda_p J_{m+1}(\lambda_p R)\,e_{1,m}(u, v, R) + \int_0^R r J_m(\lambda_p r)\,\varphi_m(u, v, r)\,dr,$$

$e_{1,m,p}$ doit être holomorphe en v, $Rv > 0$ et $Ru > 0$. On doit avoir

$$-e_{1,m}(u, \alpha_p, R)\,R\lambda_p J_{m+1}(\lambda_p R) + \int_0^R r J_m(\lambda_p r)\,\varphi_m(u, \alpha_p, r)\,dr = 0,$$

avec

$$\alpha_p = \sqrt{\frac{u(u+k)}{\gamma^2} + \lambda_p^2}, \qquad R\alpha_p > 0.$$

Cette relation permet d'éliminer H_2 et H_3 de l'expression de $e_{1,m,p}$. Avec $\omega_p = \sqrt{\gamma^2\lambda_h^2 - k^2/4}$, on obtient en définitive pour $E_{1,m,p}$

$$\begin{aligned}E_{1,m,p}(t, z, \lambda_p) = \gamma^2\lambda_p R J_m(\lambda_p R)\\ \times\int_0^t \frac{E_{1,m}(t, z+\gamma\xi, R) + E_{1,m}(t, z-\gamma\xi, R)}{2} \underset{t}{\star} e^{-\frac{k}{2}t} J_0(\omega_p\sqrt{t^2-\xi^2})\,d\xi\\ +\gamma\int_0^R r J_m(\lambda_p r)\,dr\left[\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial r} r E_{2,m} + \frac{im}{r}E_{3,m}\right]_{z=0} \underset{t}{\star} e^{-\frac{k}{2}t} J_0\left(\omega_p\sqrt{t^2-\frac{z^2}{\gamma^2}}\right)\end{aligned}$$

2° *Calcul de* H_1. — Si l'on suppose les équations vérifiées pour $\rho = R$, on en déduit $[\partial h_{1,m}/\partial\rho]_{\rho=R}$ en fonction des données.

On choisit alors pour η les racines ν_p de $J'_m(x R) = 0$ et H_1 est donné par un développement de Dini.

Avec $\omega'_d = \sqrt{\gamma^2\nu_p^2 - (k^2/4)}$ on obtient

$$\begin{aligned}H_{1,m,p}(t, z, \nu_p) = -R J_m(\nu_p R)\frac{\nu_p^2\gamma^2}{\mu}\\ \times\int_0^t \frac{E_{3,m}(t, z+\gamma\xi, R) + E_{3,m}(t, z-\gamma\xi, R)}{2} \underset{t}{\star} J_0\left(t, \xi, \omega'_p, \frac{k}{2}\right)d\xi\\ -\frac{im\gamma^2}{\mu}\int_0^t \frac{E_{1,m}(t, z+\gamma\xi, R) - E_{1,m}(t, z-\gamma\xi, R)}{2} \underset{t}{\star} J_1\left(t, \xi, \omega'_p, \frac{k}{2}\right)d\xi\\ +\frac{1}{\mu}\int_0^t E_{3,m}(t, z, R)\,dt - \frac{E_{3,m}(t, 0, R)}{\mu} \underset{t}{\star} J_1\left(t, \frac{z}{\gamma}, \omega'_p, \frac{k}{2}\right)\\ -\frac{1}{\mu}\int_0^R r J_m(\nu_p r)\left(\operatorname{rot}_{1,m}\vec{E}\right)_{z=0} \underset{t}{\star} J_1\left(t, \frac{z}{\gamma}, \omega'_p, \frac{k}{2}\right)dr\end{aligned}$$

avec

$$J_0\left(t, \xi, \omega, \frac{k}{2}\right) = \int_0^t J_0(\omega\sqrt{\tau^2-\xi^2})\,e^{-\frac{k\tau}{2}}\,d\tau \quad \text{pour } t > \xi > 0 \text{ et } 0 \text{ pour } t < \xi$$

$$J_1\left(t, \xi, \omega, \frac{k}{2}\right) = -\frac{\partial J_0}{\partial\xi} = e^{-\frac{k\xi}{2}} - \omega\xi\int_0^t \frac{J_1(\omega\sqrt{\tau^2-\xi^2})}{\sqrt{\tau^2-\xi^2}}\,e^{-\frac{k\tau}{2}}\,d\tau \text{ pour } t > \xi > 0, \text{ et } 0 \text{ pour } t < \xi$$

$$\left(\operatorname{rot}_{1,m}\vec{E}\right)_{z=0} = \left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\rho E_{3,m} - \frac{im}{\rho}E_{2,m}\right]_{z=0}.$$

On en déduit les autres composantes.

Les séries obtenues ne peuvent être dérivées par rapport à ρ, terme à terme, on montre que l'on a

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\rho\frac{\partial H_{1,m}}{\partial\rho}-\frac{m^2}{\rho^2}H_{1,m}=\frac{2}{R^2}\sum\frac{J_m(\nu_p\rho)}{J_m^2(\nu_p R)}\frac{\nu_p^2}{\nu_p^2-\dfrac{m^2}{R^2}}$$

$$\times\left[-\nu_p^2 H_{1,m,p}+R\left(\frac{\partial H_{1,m}}{\partial\rho}\right)_{\rho=R}J_m(\nu_p, R)\right],$$

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\rho\frac{\partial E_{1,m}}{\partial\rho}-\frac{m^2}{\rho^2}E_{1,m}=\frac{2}{R^2}\sum\frac{J_m(\lambda_p\rho)}{J_{mp}^2(\lambda_p R)}[-\lambda_p^2 E_{1,m,p}+E_{1,m}(t, z, R)R\lambda_p J_{m+1}(\lambda_p R)].$$

On calcule également l'expression

$$G=\int_0^t\frac{J_1\left(t, \dfrac{z+\gamma\xi}{\gamma}, \omega'_p, \dfrac{k}{2}\right)+J_1\left(t, \dfrac{z-\gamma\xi}{\gamma}, \omega'_p, \dfrac{k}{2}\right)}{2}\underset{t}{\star}\frac{\partial^2 J_0}{\partial t^2}\left(t, \xi, \frac{ik}{2}, \frac{k}{2}\right)d\xi$$

$$=\frac{1}{\gamma^2\nu_p^2}\frac{z}{\gamma}\left[\frac{k}{2}I_1\left(\frac{k}{2}\sqrt{t^2-\frac{z^2}{\gamma^2}}\right)+\omega'_p J_1\left(\omega'_p\sqrt{t^2-\frac{z^2}{\gamma^2}}\right)\right]\frac{1}{\sqrt{t^2-\dfrac{z^2}{\gamma^2}}},$$

à l'aide des transformées de Laplace des deux membres.

Les solutions sont continues pour $t=z/\gamma$ si $E_2(t, 0, \rho, \theta)$ et $E_3(t, 0, \rho, \theta)$ sont continues en $t=0$.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Étude algébrique d'un tenseur métrique et d'un champ électromagnétique général en théorie unitaire d'Einstein-Schrödinger.* Note de M^lle **Stamatia Mavridès**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans l'étude des variétés caractéristiques de la théorie unitaire, F. Maurer-Tison (¹) a montré qu'en chaque point de V_4, le cône caractéristique était décomposé en deux cônes :

$$(C_1)\qquad h_{\alpha\beta}\,dx^\alpha\,dx^\beta=0,$$

$$(C_2)\qquad a_{\alpha\beta}\,dx^\alpha\,dx^\beta=0,$$

avec

$$(1)\qquad a^{\alpha\beta}=\frac{2\gamma}{g}\gamma^{\alpha\beta}-h^{\alpha\beta}\quad(^2),$$

le cône (C_1) étant intérieur au cône (C_2). Il est alors possible de considérer les tenseurs $a^{\alpha\beta}$, ou $h^{\alpha\beta}$, comme tenseur métrique de la théorie du champ unifié, à un invariant près. D'une manière plus générale, représentons le tenseur métrique par

$$(2)\qquad a_{\mu\nu}=m_{\mu\nu}+n_{\mu\nu}=\mathcal{I}\gamma_{\mu\nu}+\mathcal{J}h_{\mu\nu},$$

$\gamma_{\mu\nu}$ et $h_{\mu\nu}$ étant les parties symétriques des deux décompositions possibles du tenseur fondamental $g_{\mu\nu}$ et $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ deux invariants. Afin d'étudier le tenseur

métrique $a_{\mu\nu}$ (et de déterminer les invariants $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$), il importe de connaître le tenseur associé $a^{\mu\nu}$ en fonction des tenseurs associés $m^{\mu\nu}$ et $n^{\mu\nu}$.

1. Tenseur métrique. — *a*. Si la métrique a la forme (2), on obtient

$$a^{\mu\nu} = \frac{1}{a}\left\{ m(1+\alpha)m^{\mu\nu} + n(1+\beta)n^{\mu\nu} - mm^{\mu\rho}m^{\nu\sigma}n_{\rho\sigma} - nn^{\mu\rho}n^{\nu\sigma}m_{\rho\sigma} \right\}, \tag{3}$$

avec

$$\alpha = m^{\rho\sigma}n_{\rho\sigma}, \qquad \beta = n^{\rho\sigma}m_{\rho\sigma};$$

$$a = m\left(1+\frac{\alpha}{2}\right)^2 + n\left(1+\frac{\beta}{2}\right)^2 - \frac{1}{4}[mm^{\mu\rho}m^{\nu\sigma}n_{\mu\nu}n_{\rho\sigma} + nn^{\mu\rho}n^{\nu\sigma}m_{\mu\nu}m_{\rho\sigma}]. \tag{4}$$

b. Inversement si

$$a^{\mu\nu} = p^{\mu\nu} + q^{\mu\nu}, \tag{5}$$

$p^{\mu\nu}$ et $q^{\mu\nu}$ étant des composantes de tenseurs symétriques :

$$a_{\mu\nu} = a\left\{ \frac{1}{p}(1+\alpha')p_{\mu\nu} + \frac{1}{q}(1+\beta')q_{\mu\nu} - \frac{1}{p}p_{\mu\rho}p_{\nu\sigma}q^{\rho\sigma} - \frac{1}{q}q_{\mu\rho}q_{\nu\sigma}p^{\rho\sigma} \right\}, \tag{6}$$

avec

$$\alpha' = p_{\rho\sigma}q^{\rho\sigma}, \qquad \beta' = q_{\rho\sigma}p^{\rho\sigma};$$

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{p}\left(1+\frac{\alpha'}{2}\right)^2 + \frac{1}{q}\left(1+\frac{\beta'}{2}\right)^2 - \frac{1}{4}\left[\frac{1}{p}p_{\mu\rho}p_{\nu\sigma}q^{\mu\nu}q^{\rho\sigma} + \frac{1}{q}q_{\mu\rho}q_{\nu\sigma}p^{\mu\nu}p^{\rho\sigma}\right]. \tag{7}$$

Application. — En théorie d'Einstein-Schrödinger, choisissons un tenseur métrique tel que

$$p^{\mu\nu} = \mathrm{I}\gamma^{\mu\nu}, \qquad q^{\mu\nu} = \mathrm{J}h^{\mu\nu}.$$

D'après (6) et (7) on déduit

$$a_{\mu\nu} = a\left\{ \left(\frac{\mathrm{J}^3}{h} + \frac{\mathrm{IJ}^2}{\gamma h}[g+\gamma-\varphi] + \frac{\mathrm{I}^2\mathrm{J}}{g}\right)h_{\mu\nu} + \left(\frac{\mathrm{I}^3}{\gamma} + \frac{\mathrm{I}^2\mathrm{J}}{\gamma g}[g+\gamma-\varphi] + \frac{\mathrm{IJ}^2}{g}\right)\gamma_{\mu\nu} \right\},$$

$$\frac{1}{a} = \frac{\mathrm{I}^4}{\gamma} + \frac{\mathrm{J}^4\gamma}{g^2} + \frac{2\mathrm{IJ}}{g}\left(\frac{\mathrm{I}^2}{\gamma} + \frac{\mathrm{J}^2}{g}\right)(g+\gamma-\varphi) + \frac{\mathrm{I}^2\mathrm{J}^2}{g^2}\left[\frac{1}{\gamma}(g+\gamma-\varphi)^2 + 2g\right].$$

Cas particulier. — Si la métrique a la forme considérée par F. Maurer-Tison [1]

$$\mathrm{I} = \frac{2\gamma}{g}, \qquad \mathrm{J} = -1.$$

Dans ce cas :

$$\frac{1}{a} = \frac{\gamma(2\gamma+2\varphi-g)^2}{g^4};$$

$$a_{\alpha\beta} = \frac{g}{2\gamma+2\varphi-g}(2\gamma_{\alpha\beta} - h_{\alpha\beta}).$$

2. Champ antisymétrique. — *a*. Soit le champ

$$\mathrm{F}_{\mu\nu} = r_{\mu\nu} + s_{\mu\nu}, \tag{8}$$

$r_{\mu\nu}$ et $s_{\mu\nu}$ étant des tenseurs antisymétriques. On a

$$\sqrt{\mathrm{F}}\,\mathrm{F}^{\mu\nu} = \sqrt{r}\,r^{\mu\nu} + \sqrt{s}\,s^{\mu\nu}, \tag{9}$$

avec

(10) $$\sqrt{F} = \sqrt{r} + \sqrt{s} + \frac{\sqrt{r}}{4} r^{\mu\nu} s_{\mu\nu} + \frac{\sqrt{s}}{4} s^{\mu\nu} r_{\mu\nu}.$$

b. Inversement si

(11) $$F^{\mu\nu} = t^{\mu\nu} + u^{\mu\nu},$$

on obtient

(12) $$\frac{1}{\sqrt{F}} F_{\mu\nu} = \frac{1}{\sqrt{t}} t_{\mu\nu} + \frac{1}{\sqrt{u}} u_{\mu\nu},$$

avec

(13) $$\frac{1}{\sqrt{F}} = \frac{1}{\sqrt{t}} + \frac{1}{\sqrt{u}} + \frac{1}{4\sqrt{t}} t_{\mu\nu} u^{\mu\nu} + \frac{1}{4\sqrt{u}} u_{\mu\nu} t^{\mu\nu}.$$

On peut alors utiliser ces résultats pour déterminer les solutions admissibles en adoptant les conditions associées habituellement au choix de la métrique (conditions d'isothermie, équations de conservation, équations des géodésiques).

(1) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1127.

(2) Les notations sont celles de Mme A. TONNELAT (*La théorie du champ unifié d'Einstein et quelques-uns de ses développements*, Paris, Gauthier-Villars, 1955). Une même lettre désigne toujours un élément et le mineur associé :

$$a^{\mu\rho} a_{\nu\rho} = \delta^{\mu}_{\nu} \qquad (a = \text{déterminant } a_{\mu\nu}).$$

RELATIVITÉ. — *Principe d'une théorie unitaire utilisant l'espace fibré des repères affines*. Note de M. **MARCEL LENOIR**, présentée par M. Louis de Broglie.

On se propose d'étudier les modifications que subit la théorie d'Einstein-Schrödinger lorsqu'on substitue à la connexion linéaire — appelée, en général, connexion affine — une connexion affine définie sur l'espace fibré des repères affines, dont l'origine est caractérisée par un vecteur $\vec{\xi}$, aux différents points d'une variété V_4 (1).

1° *La connexion affine* est définie par les matrices (1)

$$(\omega^{\alpha}_{\beta}) = \begin{pmatrix} 0 & dx^i + \nabla \xi^i \\ 0 & \omega^i_j \end{pmatrix} \qquad \text{avec} \quad \omega^i_j = \Gamma^i_{jl}\, dx^l,$$

dont les éléments se transforment suivant la loi

(1) $$\omega^{\alpha'}_{\beta'} = B^{\alpha'}_{\alpha} \omega^{\alpha}_{\beta} B^{\beta}_{\beta'} + B^{\alpha'}_{\alpha} dB^{\alpha}_{\beta'}$$

dans laquelle

$$(B^{\alpha'}_{\alpha}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & A^{i'}_{i} \end{pmatrix}, \qquad A^{i'}_{i} = \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i}.$$

On peut définir une 2-forme tensorielle

$$\Omega^{\alpha}_{\beta} = d\omega^{\alpha}_{\beta} + \omega^{\alpha}_{\tau} \Lambda \omega^{\tau}_{\beta} = \frac{1}{2} R^{\alpha}{}_{\beta,kl}\, dx^k \Lambda\, dx^l$$

telle que

$$\Omega_0^0 \equiv 0; \qquad \Omega_i^0 \equiv 0; \qquad \Omega_0^i \equiv \left[\frac{1}{2}\xi^l R^i{}_{l,jk} - \Gamma^i_{[jk]}\right] dx^j \Lambda\, dx^k.$$

2. *On suppose que le tenseur fondamental* $g^{\alpha\beta}$ se transforme selon la loi

$$g^{\alpha'\beta'} = g^{\alpha\beta} B_\alpha^{\alpha'} B_\beta^{\beta'}. \tag{2}$$

et que ses composantes g^{00} et g^{i0} vérifient les relations

$$g^{00} = 1, \qquad g^{i0} = 0.$$

3. *Extension du groupe relativiste* (²). — *a*. Le groupe A est constitué par l'ensemble des transformations (1) et (2) qui s'appliquent respectivement aux matrices de connexion et aux tenseurs.

b. Le groupe B est constitué par l'ensemble des transformations

$$\overset{*}{g}{}^{\alpha\beta} = g^{\alpha\beta}, \qquad (\overset{*}{\omega}{}_\beta^\alpha) = (\omega_\beta^\alpha) + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \delta^l_j A_l\, dx^l \end{pmatrix}$$

qui conservent le parallélisme (A_l, vecteur arbitraire).

c. Le groupe U est constitué par l'ensemble des transformations de A et de B son existence résulte de la commutativité du produit de ces transformations. Pour que l'intégrale

$$I = \int_V R_{\alpha j} g^{\alpha j} \sqrt{|g|}\, d\tau$$

soit invariante relativement aux transformations du groupe U, il faut imposer, *a priori*, aux variables la condition

$$2\partial_j \mathcal{F}^{ij} + 3\mathcal{G}^{0i} + \partial_j(\xi^i \mathcal{G}^{0j} - \xi^j \mathcal{G}^{0i}) = 0,$$

avec

$$\mathcal{G}^{0i} = g^{0i}\sqrt{|g|}, \qquad \mathcal{F}^{ij} = g^{[ij]}\sqrt{|g|}.$$

4. *Les équations du champ* s'obtiennent en considérant $\mathcal{G}^{\alpha i}$ et Γ^i_{jl} comme des variables indépendantes et en appliquant le principe variationnel à l'intégrale

$$\int_V \left(R_{\alpha j} g^{\alpha j}\sqrt{|g|} + \lambda_i[2\partial_j \mathcal{F}^{ij} + 3\mathcal{G}^{0i} + \partial_j(\xi^i \mathcal{G}^{0j} - \xi^j \mathcal{G}^{0i})]\right) d\tau,$$

on trouve

$$R_{ij} + \partial_i\lambda_j - \partial_j\lambda_i = 0, \qquad \Gamma_{[i}{}^l{}_{l]} = \frac{3}{2}\lambda_i + \frac{\xi^l}{2}(R_{li} + \partial_l\lambda_i - \partial_i\lambda_l) \quad \text{d'où} \quad R_{ij} = -\frac{2}{3}(\partial_i\Gamma_j - \partial_j\Gamma_i).$$

Il semble commode afin de simplifier la dernière équation de supposer que $\xi^i = 0$. Les équations du champ deviennent alors (R_{ij} et ∇_i étant définis à l'aide de $\Gamma^i{}_{jh}$).

$$R_{ij} = -\frac{2}{3}(\partial_i\Gamma_j - \partial_j\Gamma_i) \qquad (\Gamma_j = \Gamma_{[j}{}^l{}_{l]}),$$

$$\partial_j \mathcal{F}^{ij} = -\frac{3}{2}\mathcal{G}^{0i},$$

$$\nabla_i g^{jh}_{+-} = \frac{2}{3}\delta_i^k g^{jl}\Gamma^h_{[hl]} - \frac{2}{3}g^{jk}\Gamma^l_{[il]} + g^{0k}\delta_i^j - \frac{1}{2}g^{jk}g^{0l}g_{il}.$$

Si on écrit ces équations en utilisant la connexion L^i_{jh} dont le vecteur de torsion est nul on retrouve les équations données par M[me] Tonnelat ([3]).

([1]) A. Lichnerowicz, *Théorie globale des connexions et des groupes d'holonomie*, p. 93.
([2]) A. Einstein, *Extension du groupe relativiste* (*Louis de Broglie, Physicien et Penseur*, p. 332).
([3]) M[me] M. A. Tonnelat, *La théorie du champ unifié d'Einstein*, p. 130,

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Détermination d'un potentiel séparable à partir des déphasages. Approximation indépendante de forme.* Note (*) de MM. **Michel Gourdin** et **André Martin**, présentée par M. Louis de Broglie.

On cherche à déterminer un potentiel non local séparable fournissant pour le système proton-neutron un déphasage S dont la variation avec l'énergie soit donnée exactement par l'approximation indépendante de forme. Dans l'état singulet on obtient une solution unique. Dans l'état triplet une famille de potentiels à un paramètre satisfait les conditions requises.

Lorsque, dans l'équation de Schrödinger, le potentiel est du type non local séparable :

$$(\mathrm{H}_0 - \mathrm{E})\,\psi(r) = -\varepsilon u(r)\int u(r')\,\psi(r')\,d^3r', \tag{I.1}$$

le déphasage S peut être déterminé exactement par des quadratures :

$$-\frac{2k}{\pi}\operatorname{tg}\delta_s = f(k)\left(1 + \mathrm{VP}\int_0^\infty \frac{f(p)\,dp}{p^2 - k^2}\right)^{-1}, \tag{I.2}$$

où

$$f(p) = \frac{\varepsilon \mathrm{M}}{2\pi^2}p^2 v^2(p)$$

et

$$pv(p) = 4\pi\int_0^\infty r u(r)\sin pr\,dr.$$

Nous nous posons le problème inverse : connaissant le déphasage S de la diffusion nucléon à toutes les énergies, pouvons-nous trouver un potentiel non local fournissant ce déphasage? Dans la présente Note nous traitons le cas simple de l'approximation indépendante de forme : nous supposons que l'expression des déphasages à faible énergie peut s'étendre à toutes les énergies :

$$\operatorname{tg}\delta_s = k\left(\frac{1}{2}r_0k^2 - \frac{1}{a}\right)^{-1}. \tag{I.3}$$

L'équation (I.2) doit maintenant être considérée comme une équation intégrale à laquelle obéit $f(p)$. Cette équation est du type de Fredholm, de deuxième espèce. Pour résoudre le problème, on essaie une solution sous forme d'une

fraction rationnelle quelconque. On montre que

$$(I.4)\qquad f(p) = -\frac{4}{\pi r_0}\frac{p^2}{p^2+\beta^2}$$

est une solution. β est une racine, à partie réelle positive, de l'équation

$$(I.5)\qquad \beta^2 - \frac{2}{r_0}\beta + \frac{2}{a r_0} = 0.$$

Dans l'état singulet ($a < 0$) une seule des deux racines est acceptable. Dans l'espace de configuration, le potentiel s'écrit alors

$$(I.6)\qquad -\frac{2}{\pi^3 r_0 M}\frac{\beta^2}{rr'} K_1(\beta r) K_1(\beta r'),$$

où K_1 est une fonction de Bessel modifiée du second type.

Avec $a_s = -23,7.10^{-13}$ cm, $r_{0s} = 2,5.10^{-13}$ cm, on a $1/\beta = 1,19.10^{-13}$ cm.

La fonction d'onde se comporte comme $\operatorname{Log} r$ au voisinage de l'origine, par suite de la singularité du potentiel. Mais cette fonction d'onde est parfaitement acceptable : elle est de carré sommable et, de plus, strictement solution de l'équation de Schrödinger à l'origine ([1]).

Dans l'état triplet, les deux racines de l'équation (I.5) sont acceptables. Par combinaison linéaire des deux solutions on peut écrire la solution générale

$$(I.7)\qquad f(p) = -\frac{4}{\pi r_{0t}} p^2(p^2+\sigma)\left[p^4 + \frac{4}{r_{0t}}p^2\left(\frac{1}{r_{0t}} - \frac{1}{a_t}\right) + \frac{4}{a_t^2 r_{0t}^2}\right]^{-1},$$

où σ est un paramètre variant de zéro à l'infini, car, d'après (I.2), la fonction $f(p)$ doit garder un signe constant.

Le potentiel séparable, dans l'espace de configuration, ne peut alors s'obtenir que numériquement. Seules les solutions particulières déjà mentionnées permettent un calcul analytique et conduisent à la même forme de potentiel que dans l'état singulet.

Il n'existe aucune autre solution acceptable; ceci sera démontré dans une Note suivante.

Ces résultats sont analogues à ceux obtenus par N. Levinson ([2]), Jost et Kohn ([3]) dans le calcul d'un potentiel local à partir des déphasages : dans l'état singulet (pas d'état lié) le potentiel séparable est déterminé de manière unique; dans l'état triplet (un état lié), nous obtenons une famille de potentiels à un paramètre.

(*) Séance du 18 février 1957.

([1]) Le potentiel non local $u(r)$ est ici en $(r)^{-2}$ à l'origine. Il est facile de voir qu'il suffit que $u(r)$ soit en $(r)^{-\alpha}$ avec $\alpha < 5/2$ pour que l'équation de Schrödinger admette une solution.

([2]) *Dan. Mat. Fys. Med.*, 25, 1949.

([2]) *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 977; *Phys. Rev.*, 88, 1952, p. 382, *Dan. Mat. Fys. Med.*, 27, 1953.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Discussion du phénomène du tremblement de Schrödinger en termes de l'hydrodynamique relativiste de M. Takabayasi* (1). Note de M. **Varadarata Venkata Raman**, présentée par M. Louis de Broglie.

Pour analyser le comportement de l'onde réelle sans singularité en théorie causale, une représentation hydrodynamique de l'équation de Dirac a été développée récemment (2), où l'on décrit la fonction ψ à l'aide de nouvelles variables tensorielles. L'objet de cette Note est d'approfondir cette représentation en analysant leur comportement dans le cas particulier du tremblement de Schrödinger.

On sait que l'interférence du paquet d'ondes d'une particule à énergie positive avec celui de la particule correspondante, à énergie négative, produit le phénomène du tremblement de Schrödinger (3). Or dans le formalisme hydrodynamique relativiste des équations de Dirac, on considère, au lieu des spineurs ψ, d'autres variables, qui sont des quantités tensorielles. Nous allons examiner le comportement de ces variables qui correspondent aux fonctions d'ondes résultant de l'interférence qui produit le tremblement de Schrödinger.

Si l'on considère une particule qui se meut suivant l'axe des z, avec une vitesse constante, la fonction d'onde est donnée par $\psi = u \exp(i/\hbar)(\vec{p}.\vec{r} - \mathrm{E}t)$ (4).

$$u = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \end{pmatrix}$$

$$\begin{array}{cccc} \uparrow\ \mathrm{E} > 0 & \downarrow & \uparrow\ \mathrm{E} < 0 & \downarrow \\ \hline \end{array}$$

$$= \left| \begin{array}{cccc} 1 & 0 & -\dfrac{cp_z}{\mu + |\mathrm{E}|} & 0 \\ 0 & 1 & 0 & +\dfrac{cp_z}{\mu + |\mathrm{E}|} \\ +\dfrac{cp_z}{\mu + \mathrm{E}} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\dfrac{cp_z}{\mu + \mathrm{E}} & 0 & 1 \\ \mathrm{I.} & \mathrm{II.} & \mathrm{III.} & \mathrm{IV.} \end{array} \right| \left\{ 1 + \frac{c^2 p_z^2}{|\mu + |\mathrm{E}||^2} \right\}^{-\frac{1}{2}}.$$

L'interférence d'un état à énergie positive quelconque, avec un état à énergie négative quelconque, entre I et III par exemple, est donnée par le spineur dont les composantes sont

$$\psi_1 = \{\mathrm{A}\ \exp i(pz - \omega t) - \mathrm{B} \exp i(pz + \omega t)\}(1 + a^2)^{-\frac{1}{2}}, \qquad \psi_2 = 0,$$

$$\psi_3 = \{\mathrm{A} a \exp i(pz - \omega t) + \mathrm{B} \exp i(pz + \omega t)\}(1 + a^2)^{-\frac{1}{2}}, \qquad \psi_4 = 0;$$

$$\mathrm{E}^2 - p^2 c^2 = \mu^2, \qquad \omega = \frac{|\mathrm{E}|}{\hbar} \qquad (\mathrm{A, B, constantes\ complexes}).$$

Posons

$$AA^* = e, \qquad BB^* = m, \qquad AB^* = \alpha e^{-i\delta}, \qquad A^*B = \alpha e^{i\delta},$$

Les quantités de base dans le nouveau formalisme sont

$$\Omega = \overline{\psi}\psi = \frac{\mu}{E}(l-m) - \frac{2\alpha pc}{E}\cos(2\omega t + \delta),$$

$$\hat{\Omega} = i\overline{\psi}\gamma^5\psi = 2\alpha\sin(2\omega t + \delta),$$

$$S_\mu = i\overline{\psi}\gamma_\mu\psi, \qquad S_0 = i(\psi_1\overline{\psi}_1 - \psi_3\overline{\psi}_3) = l + m, \qquad S_1 = S_2 = 0;$$

$$S_3 = i(\overline{\psi}_1\psi_3 - \overline{\psi}_3\psi_1) = \frac{pc}{E}(l-m) + \frac{2\alpha\mu}{E}\cos(2\omega t + \delta);$$

$$\hat{S}_\mu = i\overline{\psi}\gamma^5\gamma^\mu\psi, \qquad \hat{S}_0 = -\frac{pc}{E}(l-m) - \frac{2\mu\alpha}{E}\cos(2\omega t + \delta),$$

$$\hat{S}_1 = \hat{S}_2 = 0, \qquad \hat{S}_3 = -(l+m);$$

$$J_\mu = \frac{i}{2k}(\partial_\mu\overline{\psi}\psi - \overline{\psi}\partial_\mu\psi) = -\frac{\mu}{Ek}(l+m)\omega - \frac{2p^2c^2\alpha}{Ek}\cos(2\omega t + \delta)\,\partial_\mu z,$$

$$J_0 = -\frac{\mu}{2k}(l+m)\omega - \frac{2c^2p^2\alpha}{Ek}\cos(2\omega t + \delta)\,v_z,$$

$$J_z = -\frac{\mu pc}{Ek}(l-m) - \frac{2p^2c^2\alpha}{Ek}\cos(2\omega t + \delta),$$

$$\hat{J}_\mu = -\frac{1}{2k}(\partial_\mu\overline{\psi}\gamma^5\psi - \overline{\psi}\gamma^5\partial_\mu\psi) = \frac{\alpha}{k}\sin(2\omega t + \delta)\left[cp\,\partial_\mu z - \frac{\mu\omega}{E}\partial_\mu t\right].$$

Discussion. — Nous voyons ainsi que la plupart des variables associées oscillent périodiquement avec une fréquence égale à deux fois celles des ondes qui interfèrent. Il y a un déplacement de phase, mais celui-ci étant le même pour toutes les quantités qui oscillent; il ne modifie pas les caractéristiques physiques du système. L'absence des coordonnées d'espace montre que nous avons ici un système d'ondes stationnaires. L'expression pour le vecteur de courant J_μ, indique que le courant, lui aussi, se propage comme une onde suivant l'axe de sz, avec une fréquence égale à deux fois celle des ondes ψ.

Si l'on considère le cas particulier où les amplitudes A et B des ondes qui interfèrent sont égales, les expressions obtenues sont beaucoup simplifiées.

En effet, si $A = B$, $l = m = \alpha$, $\delta = 0$:

$$\Omega = -\frac{2\alpha pc}{E}\cos 2\omega t, \qquad \hat{\Omega} = -2\alpha\sin 2\omega t, \qquad S_0 = -2\alpha, \qquad S_3 = \frac{2\alpha\mu}{E}\cos 2\omega t,$$

$$\hat{S}_3 = -2\alpha, \qquad \hat{S}_0 = -\frac{2\mu\alpha}{E}\cos 2\omega t\; J_0 = -\frac{2\alpha}{k} - 2\frac{p^2c^2\alpha v_t}{Ek}\cos 2\omega t,$$

$$J_z = -\frac{2p^2\alpha}{Ek}\cos 2\omega t.$$

Passons maintenant au nouveau système de quantités de base P, θ, v_μ, ω_μ;

on obtient :

$$P = \sqrt{E^2 - \mu^2 \cos^2 2\omega t} = \sqrt{p^2c^2 + \mu^2 \sin^2 2\omega t},$$

$$\theta = \mathrm{tg}^{-1}\left\{\frac{E}{pc}\,\mathrm{tg}\,2\omega t\right\},$$

$$\rho_3 = \frac{\mu \cos 2\omega t}{\sqrt{E^2 - \mu^2\cos^2 2\omega t}}, \qquad \rho_0 = \frac{E}{\sqrt{E^2 - \mu^2\cos^2 2\omega t}},$$

$$\omega_0 = \frac{-\mu \cos 2\omega t}{\sqrt{E^2 - \mu^2\cos^2 2\omega t}}, \qquad \omega_3 = \frac{-E}{\sqrt{E^2 - \mu^2\cos^2 2\omega t}}.$$

On voit que les conditions

$$\rho_\mu \rho_\mu = -1, \qquad \omega_\mu \omega_\mu = +1, \qquad \rho_\mu \omega_\mu = 0.$$

sont automatiquement satisfaites.

Équation de l'orbite et valeur de l'amplitude. — Comme on a

$$v_i = c\frac{\rho_i}{\rho_0}, \qquad v_3 = v_z = c\frac{\rho_3}{\rho_0} = \frac{c\mu}{E}\cos 2\omega t,$$

on en déduit les relations

$$\frac{dz}{dt} = \frac{c\mu}{E}\cos 2\omega t; \qquad z = \frac{c\mu}{E}\frac{1}{2\omega}\sin 2\omega t + \text{const.}$$

L'amplitude de cette vibration est

$$\frac{c\mu}{E}\frac{1}{2\omega} = \frac{c}{2}\frac{\mu\hbar}{E^2} = \frac{c\mu\hbar}{2(\mu^2 + c^2p^2)},$$

$$\frac{\hbar}{2}\frac{mc^3}{m^2c^4 + c^2p^2} = \frac{\hbar}{2mc}\frac{1}{1 + \dfrac{p^2}{m^2c^2}} = \frac{1}{2}\lambda c \frac{1}{1 + \left(\dfrac{p}{mc}\right)^2} \qquad \lambda \cong 10^{-10}\ \text{cm}.$$

L'amplitude de vibration est donc inférieure à 10^{-10} cm.

Dans nos discussions nous avons examiné le cas des particules à énergie positive et négative dotées de spins parallèles. On peut aussi considérer le cas où les particules sont à spins anti parallèles.

Enfin il faut noter que nous n'avons considéré que les relations cinématiques; par conséquent nos résultats décrivent le comportement du fluide, mais ne l'expliquent pas. Afin de le faire, il faut examiner le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$, l'expression de la masse μ_0, etc. qui indiquent la structure du fluide; ce que nous nous proposons de faire dans un prochain article.

(1) TAKABAYASI, *Nuovo Cimento*, 10e série, 3, 1956, p. 233-241.
(2) HALBWACHS, LOCHAK et VIGIER, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 744.
(3) PAULI, *Handbuch der Physik*, 2 Aufl, Band 24, I Teil.
(4) HEITLER, *Quantum Theory of Radiation*, p. 107.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur les spineurs de Dirac à composantes invariantes.*
Note de M^me **Judith Winogradzki**, présentée par M. Louis de Broglie.

Variances et valeurs numériques, en représentation quelconque, de tous les spineurs du second rang dont les composantes sont invariantes par rapport à un des groupes suivants : groupe des retournements $x^k = \pm x'^k$, groupe de Lorentz orthochrone propre, groupe de Lorentz général. Discussion.

Les spineurs considérés sont les spineurs de Dirac, c'est-à-dire les spineurs à 4^n composantes de l'Univers de Minkovski ($x^4 = ict$).

1. Nous avons déterminé les variances ([1]) et les valeurs numériques, en représentation quelconque, de tous les spineurs du second rang dont les composantes sont invariantes par rapport aux groupes suivants :

1° groupe de Lorentz orthochrone propre ($\mathcal{L}_{+}^{\uparrow}$);

2° groupe des retournements $x^k = \pm x'^k (\mathcal{R})$;

3° groupe de Lorentz général ($\mathcal{L}$).

Définitions et Notations. — Les systèmes de référence utilisés sont orthonormaux. Les indices latins prennent les valeurs 1 à 4, les indices grecs 1 à 3. En utilisant les résultats de R. Brauer et H. Weyl ([2]), E. Cartan ([3]) et G. Racah ([4]), nous définissons 16 types de spineurs du premier rang $\underset{e}{\overset{t}{\Psi}}{}^{k}$, $\underset{e}{\overset{t}{\Psi}}{}_{k}$, $\underset{e}{\overset{t}{\Psi}}{}^{\dot{k}}$, $\underset{e}{\overset{t}{\Psi}}{}_{\dot{k}}$ ($e = 1$ ou i, $t = 1$ ou i). Leurs lois de transformation s'écrivent

$$(1) \qquad \underset{e}{\overset{t}{\Psi}}{}^{k} = S^{k}_{m}\, \underset{e}{\overset{t}{\Psi}}{}'^{m}, \qquad \underset{e}{\overset{t}{\Psi}}{}_{k} = (S^{-1})^{m}_{k}\, \underset{e}{\overset{t}{\Psi}}{}'_{m}, \qquad \underset{e}{\overset{t}{\Psi}}{}^{\dot{k}} = \overset{*}{S}{}^{k}_{m}\, \underset{e}{\overset{t}{\Psi}}{}'^{\dot{m}}, \qquad \underset{e}{\overset{t}{\Psi}}{}_{\dot{k}} = (\overset{*}{S}{}^{-1})^{m}_{k}\, \underset{e}{\overset{t}{\Psi}}{}'_{\dot{m}}.$$

S désigne la matrice de transformation spinorielle classique. Un spineur $\underset{e}{\overset{t}{\Psi}}$ se transforme moyennant la matrice S qui est égale à $\pm e\gamma^{\alpha}\gamma^{\beta}\gamma^{4}$ ($\alpha \neq \beta$) pour le retournement d'un axe d'espace et qui est égale à $\pm t\gamma^{1}\gamma^{2}\gamma^{3}$ pour le retournement de l'axe du temps.

Un spineur du second rang qui se transforme comme le produit de deux spineurs du premier rang caractérisés par la même valeur de e et par la même valeur de t, s'écrira encore $\underset{e}{\overset{t}{\Psi}}$ ou, d'une manière plus complète, $\underset{e\varepsilon}{\overset{t\tau}{\Psi}}$, ε et τ désignant les signes (+) ou (—). Le signe qui suit $e(t)$ indique si $\underset{e\varepsilon}{\overset{t\tau}{\Psi}}$ se transforme comme le produit de deux spineurs de mêmes parités spatiales (temporelles), ou de parités opposées ([5]).

Désignons comme d'habitude par γ^k un jeu de matrices de Dirac quelconque et par I, A, B les matrices satisfaisant aux équations $I\gamma^k I^{-1} = \gamma^k$, $A\gamma^k A^{-1} = \overset{+}{\gamma}{}^k$, $B\gamma^k B^{-1} = \tilde{\gamma}^k$ ([6]). (La matrice I est proportionnelle à la matrice unité). Contrairement à l'habitude, désignons par C la matrice satisfaisant à l'équation $C\gamma^k C^{-1} = \overset{*}{\gamma}{}^k$. Posons :

$$(2) \qquad X\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4 = X_U, \qquad X\gamma^4 = X_E, \qquad X\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = X_T,$$

les indices U, E, T rappelant que

$$(3)\quad X_U\gamma^k X_U^{-1} = -X\gamma^k X^{-1},\qquad \begin{cases} X_E\gamma^\alpha X_E^{-1} = -X\gamma^\alpha X^{-1} \\ X_E\gamma^4 X_E^{-1} = X\gamma^4 X^{-1} \end{cases},\qquad \begin{cases} X_T\gamma^\alpha X_T^{-1} = X\gamma^\alpha X^{-1} \\ X_T\gamma^4 X_T^{-1} = -X\gamma^4 X^{-1} \end{cases}.$$

Spineurs du second rang à composantes invariantes. — Considérons d'abord les spineurs du second rang dont le second indice est covariant non pointé (Q). Nous avons déterminé les spineurs Q dont les composantes sont invariantes par rapport à $(\mathcal{L}_+^\uparrow)$ et ceux dont les composantes sont invariantes par rapport à $(\mathcal{R})$ en résolvant les équations d'invariance.

1° Les spineurs Q à composantes invariantes par rapport à $(\mathcal{L})$ sont :

$$\text{(I)}\quad N^k{}_m = \lambda I + \mu I_U,\qquad\qquad \text{(II)}\quad M_{\dot{k}m} = \lambda A_E + \mu A_T,$$
$$\text{(III)}\quad L_{km} = \lambda B + \mu B_U,\qquad\qquad \text{(IV)}\quad P^{\dot{k}}{}_m = \lambda C_E + \mu C_T.$$

λ et μ sont des paramètres quelconques.

2° *a*. Les spineurs $\overset{1}{\underset{1}{Q}}$ à composantes invariantes par rapport à $(\mathcal{R})$ sont :

$$\text{(I}a\text{)}\ \overset{1+}{\underset{1+}{N}}{}^k{}_m = I,\quad \text{(I}b\text{)}\ \overset{1-}{\underset{1-}{N}}{}^k{}_m = I_U,\quad \text{(I}c\text{)}\ \overset{1-}{\underset{1+}{N}}{}^k{}_m = I_E,\quad \text{(I}d\text{)}\ \overset{1+}{\underset{1-}{N}}{}^k{}_m = I_T;$$
$$\text{(II}a\text{)}\ \overset{1+}{\underset{1+}{M}}{}_{\dot{k}m} = A,\quad \text{(II}b\text{)}\ \overset{1-}{\underset{1-}{M}}{}_{\dot{k}m} = A_U,\quad \text{(II}c\text{)}\ \overset{1-}{\underset{1+}{M}}{}_{\dot{k}m} = A_E,\quad \text{(II}d\text{)}\ \overset{1+}{\underset{1-}{M}}{}_{\dot{k}m} = A_T;$$
$$\text{(III}a\text{)}\ \overset{1+}{\underset{1+}{L}}{}_{km} = B,\quad \text{(III}b\text{)}\ \overset{1-}{\underset{1-}{L}}{}_{km} = B_U,\quad \text{(III}c\text{)}\ \overset{1-}{\underset{1+}{L}}{}_{km} = B_E,\quad \text{(III}d\text{)}\ \overset{1+}{\underset{1-}{L}}{}_{km} = B_T;$$
$$\text{(IV}a\text{)}\ \overset{1+}{\underset{1+}{P}}{}^{\dot{k}}{}_m = C,\quad \text{(IV}b\text{)}\ \overset{1-}{\underset{1-}{P}}{}^{\dot{k}}{}_m = C_U,\quad \text{(IV}c\text{)}\ \overset{1-}{\underset{1+}{P}}{}^{\dot{k}}{}_m = C_E,\quad \text{(IV}d\text{)}\ \overset{1+}{\underset{1-}{P}}{}^{\dot{k}}{}_m = C_T.$$

2° *b*. Les spineurs $\overset{i}{\underset{1}{Q}}$, $\overset{1}{\underset{i}{Q}}$, $\overset{i}{\underset{i}{Q}}$ à composantes invariantes par rapport à $(\mathcal{R})$ se déduisent des précédents, tout spineur du second rang $\overset{t}{\underset{e}{X}}$ se transformant comme un certain spineur $\overset{1}{\underset{1}{X}}$. Les spineurs suivants obéissent aux mêmes lois de transformation :

$$\overset{t\tau}{\underset{e\varepsilon}{N}}{}^k{}_m \ \text{et}\ \overset{t'\tau}{\underset{e'\varepsilon}{N}}{}^k{}_m,\qquad \overset{t\tau}{\underset{e\varepsilon}{M}}{}_{\dot{k}m}\ \text{et}\ \overset{t'\tau}{\underset{e'\varepsilon}{M}}{}_{\dot{k}m}\qquad \text{ainsi que}\ \overset{t\tau}{\underset{e\varepsilon}{L}}{}_{km}\ \text{et}\ \overset{t'\tau'}{\underset{e'\varepsilon'}{L}}{}_{km},\qquad \overset{t\tau}{\underset{e\varepsilon}{P}}{}^{\dot{k}}{}_m\ \text{et}\ \overset{t'\tau'}{\underset{e'\varepsilon'}{P}}{}^{\dot{k}}{}_m,$$

où $\varepsilon' = \varepsilon$ pour $e' = e$, $\varepsilon' \neq \varepsilon$ pour $e' \neq e$ et de même $\tau' = \tau$ pour $t' = t$, $\tau' \neq \tau$ pour $t' \neq t$.

2° *c*. Il n'existe pas de spineurs Q à composantes invariantes par rapport à $(\mathcal{R})$ dont les deux indices seraient caractérisés par des valeurs différentes de e ou de t.

3° Il résulte de 1° et 2° que les spineurs Q à composantes invariantes par rapport à $(\mathcal{L})$ sont les spineurs $\overset{1}{\underset{1}{Q}}$ donnés par (I*a*), (I*b*), (II*c*), (II*d*), (III*a*), (III*b*), (IV*c*), (IV*d*) ainsi que les spineurs $\overset{i}{\underset{1}{Q}}$, $\overset{1}{\underset{i}{Q}}$, $\overset{i}{\underset{i}{Q}}$ de mêmes valeurs numériques et dont les variances sont les mêmes compte tenu de 2*b*).

Les autres spineurs du second rang à composantes invariantes par rapport

à ($\mathcal{L}_{+}^{\uparrow}$), ($\mathcal{R}$) ou ($\mathcal{L}$) sont les inverses, transposés, conjugués, inverses transposés, inverses conjugués ou transposés conjugués des spineurs à composantes invariantes que l'on vient d'écrire.

2. Des résultats précédents on peut tirer les deux conclusions suivantes :

1° Il n'existe pas de spineurs du second rang à composantes invariantes par rapport à ($\mathcal{R}$) ou ($\mathcal{L}$) de n'importe quelle variance.

2° Il n'existe qu'un seul spineur du second rang d'une variance donnée (déterminé à un coefficient arbitraire près) dont les composantes sont invariantes par rapport à ($\mathcal{R}$) ou ($\mathcal{L}$).

Désignons par Γ les spineurs du second rang dont les composantes sont invariantes par rapport à ($\mathcal{L}$).

Le fait qu'il n'existe qu'un seul spineur du second rang d'une variance donnée dont les composantes sont invariantes par rapport à ($\mathcal{L}$), permet de rapprocher les spineurs Γ du tenseur du second rang dont les composantes possèdent la même propriété, c'est-à-dire du tenseur métrique. En particulier, on peut interpréter la définition intrinsèque de la matrice S donnée par W. Pauli [6] comme une définition du groupe de Lorentz à partir de l'invariance des composantes des spineurs Γ. Cette définition est analogue à la définition classique à partir de l'invariance des composantes du tenseur métrique.

Du fait qu'il n'existe pas de spineurs Γ de toutes les variances, on peut déduire une classification naturelle des spineurs du premier rang. L'existence de particules de spin 1/2 de nature différente montre qu'une telle classification peut présenter un intérêt physique.

Les matrices numériques que forment les composantes des spineurs Γ jouent un grand rôle en Physique (par exemple dans la théorie de la désintégration radioactive β). Aussi la connaissance des spineurs Γ permet d'écrire les équations de la théorie des particules de spin 1/2 contenant ces matrices à l'aide des spineurs, tenseurs et spineurs-tenseurs seuls. Le formalisme ainsi obtenu est aussi transparent qu'un formalisme tensoriel ou semi-spinoriel.

Un exposé plus détaillé paraîtra ailleurs.

(1) Nous considérons deux grandeurs comme de même variance si elles obéissent à la même loi de transformation.

(2) *Amer. J. Math.*, 57, 1935, p. 425.

(3) *Leçons sur la théorie des spineurs*, 1938, Hermann, Paris.

(4) *Nuovo Cimento*, 14, 1937, p. 322.

(5) S. Watanabe a montré que les parités spatiale et temporelle sont indépendantes. *Phys. Rev.*, 84, 1951, p. 1008.

(6) W. Pauli, *Ann. Inst. H. Poincaré*, 6, 1936, p. 109.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *La diffusion électromagnétiqne de particules douées de structure*. Note de M. **Michel Fabre de la Ripelle**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'interprétation de récentes expériences sur la diffusion électron-nucléon (1) a conduit à l'introduction d'une structure électromagnétique pour les nucléons. Séparant la structure de charge du proton et la structure de son moment anormal, due probablement à l'extension d'un nuage de méson entourant le « cœur » du fermion, les expériences ont conduit à assigner à ces deux structures la même forme et la même étendue.

Ces expériences sur la diffusion à grands angles sur le deutéron, comparées aux expériences sur le proton, semblent indiquer une structure du moment du neutron identique à celle du proton. L'ensemble de ces résultats pourrait aussi être interprété en assignant une structure à l'électron, tandis que les nucléons seraient considérés comme ponctuels.

C'est sur une telle remarque que nous avons essayé d'exprimer l'interaction entre deux électrons doués de structure électromagnétique, pour voir si des expériences de diffusion électron-électron seraient susceptibles de mettre en évidence une telle structure.

L'interaction électromagnétique d'une particule possédant une extension de charge peut être exprimée localement, par analogie avec la théorie classique, sous la forme

$$J_\mu(x_\nu)\,A_\mu(x_\nu),$$

où $J_\mu(x_\nu)$ désigne le quadrivecteur courant de la particule au point d'espace temps (x_ν) et $A_\mu(x_\nu)$ le quadrivecteur potentiel en ce point.

Désignant par X_ν le centre de la structure et par x_ν un point d'espace temps, on peut donner une représentation de la structure électromagnétique en transformant la fonction d'onde Φ de la particule en un produit de deux fonctions : l'une $\psi(X_\nu)$ uniquement fonction des coordonnées du centre de la structure décrit l'évolution de la particule dans l'espace temps, tandis que l'autre $\varphi(x_\nu - X_\nu)$ exprime l'extension autour de ce centre. $\psi(X_\nu)$ doit donc être solution de l'équation d'onde de la particule, et nous imposerons de plus en plus à φ d'être une fonction invariante dans une transformation de Lorentz. Si l'on appelle $j_\mu(X_\nu)$ le courant pour une structure ponctuelle correspondant à

$$\varphi^*(x_\nu - X_\nu)\,\varphi(x_\nu - X_\nu) = \delta(x_\nu - X_\nu)$$

(δ, fonction singulière de Dirac), l'introduction de la structure a pour effet de remplacer le courant $j_\mu(X_\nu)$ par un courant au point x_ν,

$$J_\mu(x_\nu) = \int_{(X_\nu)} j_\mu(X_\nu)\,\varphi^*(x_\nu - X_\nu)\,\varphi(x_\nu - X_\nu)\,d^4X,$$

la sommation étant effectuée sur tout l'espace temps.

L'interaction totale sera la somme des interactions locales

$$H = \int_{(x_\nu)} J_\mu(x_\nu)\, A_\mu(x_\nu)\, d^4x.$$

On aura donc finalement

$$H = \int_{(x_\nu)} \int_{(X_\nu)} j_\mu(X_\nu)\, \varphi^*(x_\nu - X_\nu)\, \varphi(x_\nu - X_\nu)\, A_\mu(x_\nu)\, d^4X\, d^4x.$$

Pour traiter le problème de la diffusion électromagnétique, considérons deux particules (1) et (2) dont nous désignerons par (X_ν^1) et (X_ν^2) les coordonnées des centres de répartition respectives $\varphi_1(x_\nu - X_\nu^1)$ et $\varphi_2(x_\nu - X_\nu^2)$. Le vecteur potentiel électromagnétique est solution de l'équation de Maxwell ([2]).

$$\square A_\mu(x_\nu) = 4\pi J_\mu(x_\nu)$$

où $J_\mu(x_\nu)$ désigne le courant au point (x_ν) de l'une ou l'autre particule. Développant A_μ et $\varphi^*\varphi$ en série de Fourier

$$A_\mu(x_\nu) = \sum_{(k_\nu)} a_\mu(k_\nu)\, e^{-ik_\nu x_\nu},$$

$$\varphi^*(x_\nu - X_\nu)\, \varphi(x_\nu - X_\nu) = \sum_{(k_\nu)} F(k_\nu)\, e^{-ik_\nu(x_\nu - X_\nu)}$$

et portant dans l'équation de Maxwell

$$-k_\nu k_\nu a_\mu(k_\nu) = 4\pi F(k_\nu) \int_{(X_\nu)} j_\mu(X_\nu)\, e^{ik_\nu X_\nu}\, d^4X.$$

Le remplacement dans l'interaction totale utilisant les transformées de Fourier $F_1(k_\nu)$ et $F_2(k_\nu)$ des carrés des modules des fonctions de structure φ des particules (1) et (2), et les courants $j_\mu^1(X_\nu^1)$, $j_\mu^2(X_\nu^2)$ pour une structure ponctuelle, donne comme interaction pour deux particules douées de structure :

$$H = -4\pi \sum_{(k_\nu)} \frac{F_1(k_\nu)\, F_2(-k_\nu)}{k_\nu k_\nu} \left\{ \int_{(X_\nu)} j_\mu^1(X_\nu^1)\, e^{ik_\nu X_\nu^1}\, d^4X^1 \right\} \left\{ \int_{(X_\nu^2)} j_\mu^2(X_\nu^2)\, e^{-ik_\nu X_\nu^2}\, d^4X^2 \right\}.$$

Les fonctions $F(k_\nu)$ devant être invariantes dans une transformation de Lorentz, ne dépendent que de l'invariant $k_\nu k_\nu$. D'autre part, la structure n'apparaissant que pour de grands échanges de quantité de mouvement, se comporte comme ponctuelle pour de petites valeurs de k_ν, $\varphi^*\varphi$ se comporte comme une fonction singulière δ et $F(0) = 1$.

La diffusion élastique à l'approximation de Born s'obtient en calculant les opérateurs courants entre des états correspondant à des ondes planes. L'intégration fait alors apparaître la conservation du quadrivecteur énergie-quantité de mouvement, et la sommation sur (k_ν) disparaît. L'élément de matrice pour des états initiaux p_ν^0, q_ν^0 et finaux p_ν^1, q_λ^1 des particules (1) et (2) devient alors

$$\langle p_\nu^1, q_\nu^1 | H | p_\nu^0, q_\nu^0 \rangle = -4\pi \frac{F_1(k_\nu)\, F_2(-k_\nu)}{k_\nu k_\nu} \times \langle p_\nu^1 | j_\nu^1 | p_\nu^0 \rangle \langle q_\nu^1 | j_\mu^2 | q_\nu^0 \rangle,$$

où j^1_μ et j^2_μ sont les opérateurs courants des particules (1) et (2) tandis que $k_\nu = q^0_\nu - q^1_\nu = -(p^0_\nu - p^1_\nu)$ quantité de mouvement transférée lors de la diffusion, assure la conservation du quadrivecteur énergie-quantité de mouvement.

La présence de structure a pour seul effet de multiplier l'élément de matrice de l'interaction avec structure ponctuelle ($F_1 = F_2 = 1$) par les transformées de Fourier $F_1(k_\nu)$ et $F_2(k_\nu)$. Il en résulte que la section efficace de diffusion élastique est multipliée par le produit des carrés des transformés $F(k_\nu)$ des structures de chaque particule.

L'interprétation des seules expériences de diffusion électron-nucléon est donc insuffisante pour décider de la structure électromagnétique de chacune des particules et des expériences de diffusion électron-électron seraient souhaitables afin d'établir l'influence de la structure de l'électron.

Le premier terme ($\neq 1$) dans le développement en série entière de $F(k_\nu)$ est de la forme $a^2 k_\nu k_\nu$, où a est lié à l'extension spatiale de la structure. Si l'effet de structure est dû à l'électron, a est de l'ordre de 10^{-13} et l'effet apparaîtra dans la diffusion électron-électron pour $a^2 k_\nu k_\nu \approx 1$.

Pour une diffusion sur les électrons au repos, ceci correspond à une énergie de l'ordre de 40 BeV ce qui est énorme.

Une autre possibilité résiderait dans l'utilisation de deux faisceaux électroniques de direction opposée, le système du laboratoire devenant alors centre de masse. Il suffirait d'avoir des électrons de quelques dizaines de MeV pour mettre la structure en évidence. Cet effet apparaîtrait sous la forme d'un facteur multiplicatif $F^4(k_\nu)$ dans l'expression de la diffusion électron-électron ponctuel.

(1) HOFSTADTER, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 1454.

(2) On utilise un système d'unité dans lequel $\hbar = c = 1$.

(3) Pour la bibliographie générale : voir *Rev. Mod. Phys.*, 28, 1956, p. 214.

CHALEUR. — *Équations fondamentales des courbes balistiques de la chaleur (et de la diffusion) dans un mur homogène fini.* Note (*) de M. **Frédéric Camia**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'équation du choc thermique peut se mettre, dans tous les cas envisagés, sous la forme d'une série de Fourier. Le calcul hydrodynamique et les courbes hydrodynamiques expérimentales (1) ont confirmé les résultats obtenus.

Soit un mur homogène d'épaisseur finie. Un dégagement instantané de chaleur se fait uniformément à l'instant zéro dans un plan matériel d'épaisseur dx parallèle aux faces. L'énergie mise en jeu est rapportée à l'unité de section droite du tube de flux. On étudie la progression de la chaleur suivant un axe OX perpendiculaire aux faces du mur, dont la température initiale est zéro,

sauf dans le plan-source. On suppose primitivement toutes les constantes thermiques égales à 1.

A. *Mur à faces isothermes et source médiane.* — Le mur a pour épaisseur $2r$, un dégagement de deux unités d'énergie se fait en son plan médian dans une épaisseur $2\,dx$. Il revient au même de considérer un *demi-mur d'épaisseur* r *maintenu à* 0° *sur une face* B *et isolé sur l'autre face* A contre laquelle se fait en une épaisseur dx le dégagement d'une unité d'énergie. Obtenir l'isothermie de la face B est équivalent à associer à l'impulsion considérée une impulsion négative en un plan C qui lui est symétrique par rapport à la face B. La série de Fourier cherchée $f(x)$ décrivant l'état pour $t=0$ se présente comme une fonction nulle dans tout l'intervalle AC, sauf entre zéro (plan A) et dx, où elle vaut $N=1/dx$, et entre $2r-dx$ et $2r$, où elle vaut $-N$. L'intervalle AB représente un quart de période ; on a une série paire, formée de cosinus, sans terme constant. Soit b_m le coefficient du cosinus d'ordre m :

$$(1)\qquad b_m = \frac{2}{2r}\int_0^{2r} f(\lambda)\cos\left(\frac{m\pi\lambda}{2r}\right)d\lambda$$
$$= \frac{2}{2r}\int_0^{dx} N\cos\left(\frac{m\pi\lambda}{2r}\right)d\lambda + 0 + \frac{2}{2r}\int_{2r-dx}^{2r}(-N)\cos\left(\frac{m\pi\lambda}{2r}\right)d\lambda\cdot$$

pour m pair, $b_m=0$; pour m impair $(m=2p-1)$ on a

$$(2)\qquad b_m = \frac{2}{r}\,\frac{\sin\left[(2p-1)\pi\dfrac{dx}{2r}\right]}{(2p-1)\pi\dfrac{dx}{2r}}$$

que nous écrivons $\varphi[(2p-1)\,dx]$, ce qui donne, si dx est suffisamment petit, un développement initial

$$(3)\qquad f(x) = \frac{2}{r}\left[\cos\left(\frac{\pi}{2}\frac{x}{r}\right) + \cos\left(\frac{3\pi}{2}\frac{x}{r}\right) + \cos\left(\frac{5\pi}{2}\frac{x}{r}\right) + \ldots\right].$$

Si la diffusivité est h et la capacité calorifique par unité de volume γ, l'équation de la température, selon les développements classiques, est donc, pour une production unitaire d'énergie :

$$(4)\qquad \theta = \frac{2}{\gamma r}\left[\cos\left(\frac{\pi}{2}\frac{x}{r}\right)e^{-\frac{\pi^2}{4r^2}ht} + \cos\left(\frac{3\pi}{2}\frac{x}{r}\right)e^{-\frac{9\pi^2}{4r^2}ht} + \ldots\right].$$

Si l'impulsion est donnée par une source de puissance $W\,dx$ fonctionnant pendant un temps dt, on a finalement

$$(5)\qquad \theta = \frac{2W}{\gamma r}\left[\cos\left(\frac{\pi}{2}\frac{x}{r}\right)e^{-\frac{\pi^2}{4r^2}ht} + \cos\left(\frac{3\pi}{2}\frac{x}{r}\right)e^{-\frac{9\pi^2}{4r^2}ht} + \ldots\right]dx\,dt.$$

Le calcul par les analogies hydrodynamiques et les courbes expérimentales obtenues prouvent définitivement que l'équation (5) concorde avec la réalité.

Le calcul élémentaire direct nous a conduit à mettre la série de Fourier (3) *indéfinie* sous la forme *finie* :

(6) $$f(x)=\sum_{p=1}^{p=N}\left[\lambda((2p-1)\,dx)\cos\left(\frac{2p-1}{2}\pi\frac{x}{r}\right)\right]$$

où $\lambda(m\,dx)$ est un coefficient toujours compris entre $2/r$ et $\varphi(m\,dx)$; la série de Fourier doit donc être considérée comme une série-asymptote, limite de la somme (6), dont le nombre N de termes est lié à la précision des observations.

Les expressions suivantes ont été obtenues de façon similaire et *vérifiées expérimentalement* :

B. *Mur isolé sur une face, maintenue à 0° sur l'autre, avec production instantanée de chaleur initiale entre les deux faces.* — La source est à une distance l de la face isolée; (face-origine). On trouve par un calcul analogue

(7) $$f(x)=\sum_{p=1}^{p=N}\left[\lambda\left((2p-1)\frac{dx}{2}\right)\cos\left(\frac{2p-1}{2}\pi\frac{l}{r}\right)\cos\left(\frac{2p-1}{2}\pi\frac{x}{r}\right)\right]$$

d'où

$$\theta=\frac{W}{\gamma}\sum_{p=1}^{p=N}\left[\lambda\left((2p-1)\frac{dx}{2}\right)\cos\left(\frac{2p-1}{2}\pi\frac{l}{r}\right)\cos\left(\frac{2p-1}{2}\pi\frac{x}{r}\right)e^{-\frac{(2p-1)^2\pi^2}{4r^2}ht}\right]dx\,dt.$$

C. *Mur à deux faces isothermes.* — La source est à une distance l d'une de ces deux faces prise comme origine des abscisses. On est conduit à une fonction impaire

(8) $$f(x)=\sum_{p=1}^{p=N}\left[\lambda(p\,dx)\sin\left(p\pi\frac{l}{r}\right)\sin\left(p\pi\frac{x}{r}\right)\right]$$

d'où

$$\theta=\frac{W}{\gamma}\sum_{p=1}^{p=N}\left[\lambda(p\,dx)\sin\left(p\pi\frac{l}{r}\right)\sin\left(p\pi\frac{x}{r}\right)e^{-\frac{p^2\pi^2}{r^2}ht}\right]dx\,dt.$$

D. *Mur à deux faces, O et A, isolées. — La source de chaleur se trouve en O dans une épaisseur dx.* Isoler la face A revient à placer une source *positive* identique à la première symétriquement par rapport à A. $OA=r$. On a une fonction paire; l'épaisseur du mur représente une demi-période.

(9) $$f(x)=\frac{1}{r}+\sum_{p=1}^{p=N-1}\left[\lambda(2p\,dx)\cos\left(p\pi\frac{x}{r}\right)\right],$$

d'où

$$\theta=\frac{W}{\gamma}\left[\frac{1}{r}+\sum_{p=1}^{p=N-1}\left(\lambda(2p\,dx)\cos\left(p\pi\frac{x}{r}\right)e^{-\frac{p^2\pi^2}{r^2}ht}\right)\right]ax\,dt,$$

E. *Mur à deux faces,* O *et* A, *isolées, avec production intermédiaire de chaleur à une distance l de* O.

$$f(x) = \frac{1}{r} + \sum_{p=1}^{p=N-1} \left[\lambda(p\,dx) \cos\left(p\pi \frac{l}{r}\right) \cos\left(p\pi \frac{x}{r}\right) \right], \tag{10}$$

d'où

$$\theta = \frac{W}{\gamma} \left[\frac{1}{r} + \sum_{p=1}^{p=N-1} \left(\lambda(p\,dx) \cos\left(p\pi \frac{l}{r}\right) \cos\left(p\pi \frac{x}{r}\right) e^{-\frac{p^2\pi^2}{r^2} ht} \right) \right] dx\,dt.$$

Les séries ainsi obtenues sont rapidement convergentes, sauf pour x et t petits, mais l'expérience et le calcul montrent qu'on peut alors appliquer les formules du mur infini ou semi-infini. Si le programme de chauffage (ou de refroidissement : source négative) W dépend de l ou de t, il peut toujours, en pratique, être mis sous une forme polynomiale ou exponentielle, ce qui permet une intégration facile pour de très nombreux problèmes. Si W varie seulement en fonction de l, les coefficients du temps dans les exposants des sommes sont constants pour un mur donné; nous retrouvons une propriété déjà établie par les analogies hydrodynamiques.

(*) Séance du 18 février 1957.

(1) *Conduction de la chaleur et analogies hydrodynamiques,* (*Thèse,* Marseille, 1956).

THERMODYNAMIQUE. — *Étude thermodynamique d'une solution de nitrate de plomb dans le nitrate de potassium fondu.* Note de MM. **Yves Doucet** et **Christian Janot**, présentée par M. Eugène Darmois.

La cryométrie d'une solution de nitrate de plomb dans le nitrate de potassium fondu montre qu'elle présente un écart négatif à la loi de Raoult. Le mélange se fait avec un très faible dégagement de chaleur et l'écart a une origine entropique qu'on peut attribuer à la différence d'encombrement des ions K^+ (10 Å^3) et Pb^{++} (2,5 Å^3).

La méthode utilisée est celle de congélation commençante. Les sels déshydratés et pesés sont fondus dans un creuset en nickel ou en pyrex. L'agitation est assurée par un procédé mécanique et la température est prise par un thermocouple platine-platine rhodié placé à profondeur constante. La f. é. m. est partiellement équilibrée par un potentiomètre et la différence, inférieure à 1 mV, est dirigée sur un potentiomètre enregistreur de façon à obtenir le tracé de la courbe de congélation.

Le nitrate de potassium fond à 607° K. On l'obtient à l'état pur sans difficulté. Le palier de fusion est horizontal à une précision supérieure à celle de nos mesures. Par contre, il est difficile de déshydrater le nitrate de plomb; aussi pèse-t-on le produit après fusion dans le nitrate de potassium. Guthrie (1) signale que la décomposition ne commence pas avant la teneur de 70 g de

nitrate de plomb pour 30 g de nitrate de potassium. D'après Goodwin et Kalmus ([2]) la chaleur de fusion serait 2 570 cal. Cependant, l'extrapolation à l'origine de la courbe des abaissements molaires donne 2 690. Nous trouvons en effet $RT_0^2/L = 272$. Goodwin et Kalmus ont mesuré aussi les chaleurs spécifiques du solide et du liquide. Ils donnent, pour une mole, $C_l - C_s = 4,15$ cal. Avec ces données, l'équation des solutions idéales dans le nitrate de potassium est

$$\text{Log}_e N'_1 = 2,23 - \frac{1\,353}{T} + 0,28.10^{-5}\theta^2,$$

N'_1 est une fonction de la fraction molaire N_1 du solvant. Elle est donnée par la formule de R. Haase ([3]) qui s'écrit ici, avec les ions communs NO_3^-

$$N'_1 = \frac{4N_1(2 - N_1)}{(3 - N_1)^2}.$$

La tangente à l'origine à la courbe des abaissements molaires θ/N_2 en fonction de N_2, fraction molaire du corps dissous est

$$\frac{\theta}{N_2} = 272 + 139 N_2.$$

Nos mesures portent dans l'étendue des concentrations allant de $N_2 = 0,005$ à $N_2 = 0,216$ qui est la concentration eutectique ($T_E = 478,4$°K). La courbe expérimentale est située au-dessus de la courbe idéale. Voici quelques valeurs numériques

N_2	0,05	0,10	0,15	0,20	0,216
$\frac{1\,000}{T}$	1,693	1,755	1,844	1,962	2,09
$-\text{Log}_{\text{exp}} N'_1$	0,0524	0,1075	0,168	0,2334	0,2547
$-\text{Log}_{\text{idéal}} N'_1$	0,061	0,143	0,257	0,402	0,455

Les hypothèses de dissociation partielle ou de formation de cristaux mixtes conduisent à des abaissements de température plus petits que ceux de la solution idéale. L'apparition des ions $O^=$ dans le nitrate ne donnerait pas ici d'abaissements de température plus grands. On pourrait envisager une solvatation, mais les calculs n'aboutissent pas à un résultat ayant un sens physique. Il faut chercher ailleurs.

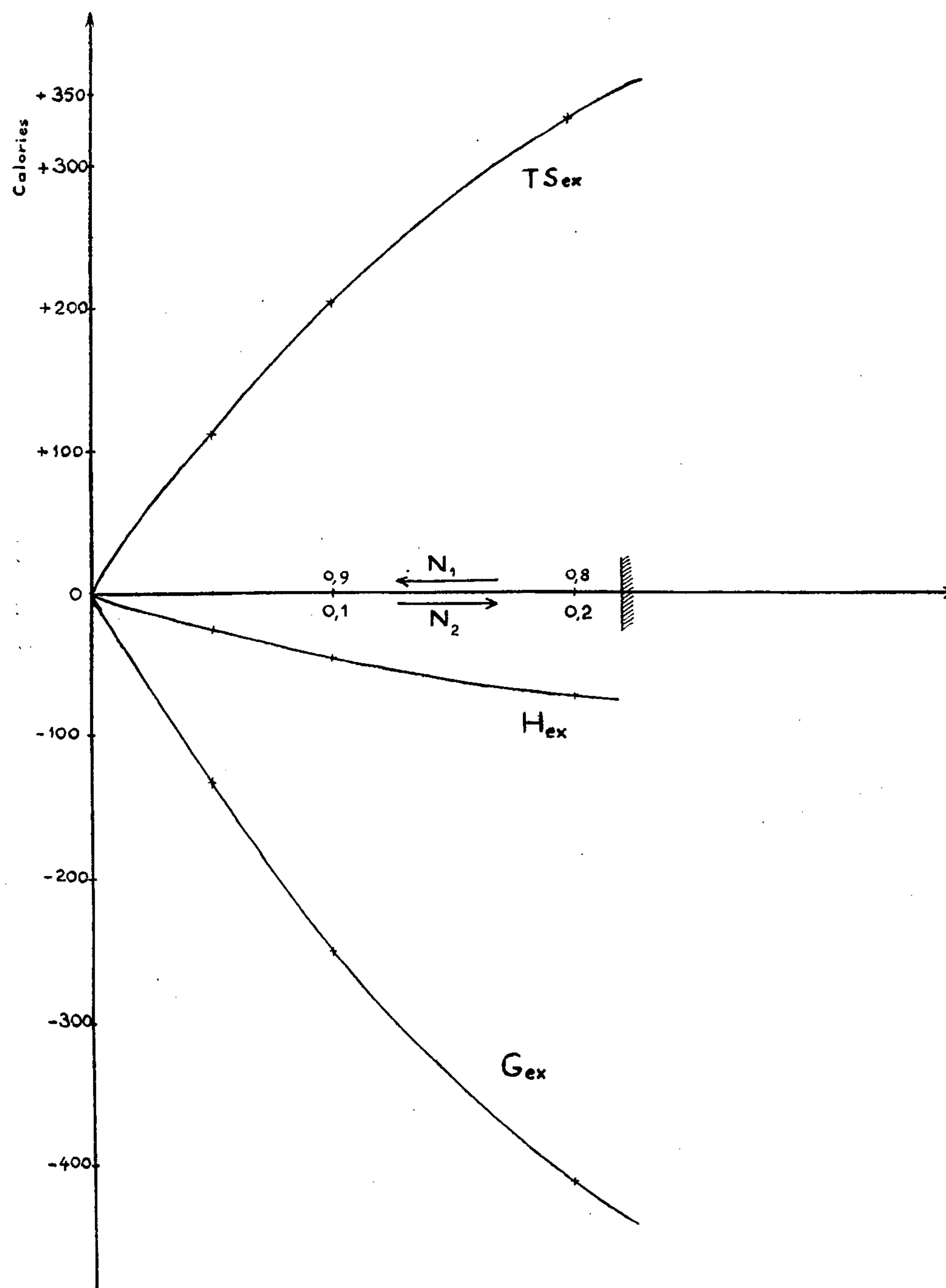
Il y a un écart négatif à la loi tonométrique de Raoult, c'est-à-dire que le coefficient d'activité du solvant est plus petit que l'unité. Il se calcule facilement à partir de la différence des ordonnées des deux courbes idéale et expérimentale ci-dessus. Son logarithme peut s'exprimer par un développement suivant les puissances de N_2 positives et plus grandes que l'unité [*voir* Haase ([3])]. Les résultats expérimentaux sont bien représentés par la fonction

$$\text{Log}_e f_1^* = -1,439\, N_2^2 + \frac{10}{3} N_2^3 - 4,453\, N_2^4.$$

La relation de Gibbs-Duhem donne alors pour le logarithme du coefficient moyen symétrique du sel dissous :

$$\mathrm{Log}_e f_2^{\pm} = -3{,}565\, N_1^2 + 5{,}72\, N_1^3 - 2{,}97\, N_1^4.$$

Bien entendu, nous extrapolons ainsi, dans tout le domaine des concentrations, une fonction établie seulement de $N_1 = 1$ à $N_1 = 0{,}78$. Mais les résultats



obtenus pour le domaine étudié, recoupent très bien ceux qu'on trouve pour Logγ, coefficient dissymétrique de Lewis, par la méthode d'intégration planimétrique des courbes expérimentales, sans aucune extrapolation.

Il est possible dès lors de calculer l'excès du potentiel thermodynamique molaire de Gibbs sur celui de la solution idéale

$$G_{exc} = RT(2N_1\, \mathrm{Log} f_1^{\pm} + 3N_2\, \mathrm{Log} f_2^{\pm}).$$

Le tracé des tangentes aux courbes $\mathrm{Log} f^{\pm} = f(\mathrm{T})$ permet le calcul de l'enthalpie de mélange

$$\mathrm{H}_{exc} = -\mathrm{RT}^2\left[2\mathrm{N}_1 \frac{d}{d\mathrm{T}}(\mathrm{Log} f_1^{\pm}) + 3\mathrm{N}_2 \frac{d}{d\mathrm{T}}(\mathrm{Log} f_2^{\pm})\right]$$

et enfin de l'entropie d'excès.

Les résultats sont donnés sur les courbes ci-contre. On voit que H_{exc} qui est la chaleur « intégrale » par mole de solution correspond à un léger dégagement de chaleur. La solution est presque athermique. Il faut en conclure que l'introduction des ions Pb^{++} dans un milieu d'ions K^+ ne change pas beaucoup les interactions ioniques malgré la différence de charge des ions.

L'écart à l'idéalité a surtout une origine entropique. Or l'entropie configurationnelle d'une assemblée de particules de tailles différentes est toujours positive. L'ion Pb^{++} a un volume cristallin qui serait (4) de $(4/3)\pi\overline{0,84}^3$ Å³ seulement, et celui de l'ion K^+ presque 10 Å³. C'est là sans doute, que se trouve l'origine des écarts à l'idéalité.

(1) *Phil. Mag.*, 5-17, 1884, p. 471.
(2) *Phys. Rev.*, 28, 1909, p. 1.
(3) *Z. Naturf.*, 8*a*, 1953, p. 380.
(4) L. PAULING, *J. Amer. Chem. Soc.*, 49, 1927, p. 771.

ACOUSTIQUE. — *Vitesse des ondes ultrasonores dans l'éthylène comprimé jusqu'à* 1000 atm. Note de MM. **ABDEL AZIZ M'HIRSI** et **JACK NOURY**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Utilisant une installation qui avait servi à mesurer la vitesse des ultrasons dans différents gaz (1), (2), et après modification du thermostat, nous avons mesuré la vitesse des ondes ultrasonores dans l'éthylène comprimé jusqu'à 1000 atm.

Nous nous sommes limités aux températures de 25 et 50° C afin de ne pas exposer le gaz à une éventuelle polymérisation.

L'éthylène provenait de la Philips Petroleum Co qui indique une pureté de 99,95 %.

La précision moyenne de ces mesures est de 1 %. Comme précédemment les résultats montrent que la vitesse passe par un minimum à une pression plus grande mais voisine de la pression critique. Aux hautes pressions la vitesse est du même ordre de grandeur que celle qu'on obtient dans les liquides. Aux basses pressions nos mesures sont en accord avec celles qui avaient été obtenues par C. M. Herget (3) à l'aide d'un interféromètre acoustique. Nous avons par ailleurs cherché une dispersion éventuelle en

utilisant trois fréquences (0,865, 2,59 et 4,32 MHz) harmoniques 3, 9 et 15 d'un même quartz de 1 cm d'épaisseur.

L'examen de la figure 1 montre l'absence de dispersion, du moins dans le domaine de fréquences utilisé. Sur ce même graphique, on voit que le domaine d'utilisation de la fréquence la plus basse est assez limité. C'est qu'en effet, à mesure que la vitesse augmente avec la pression, la longueur d'onde augmente et le faisceau ultrasonore devient suffisamment divergent pour fausser les résultats. Quant à la fréquence la plus haute, quand la pression devient inférieure à 100 atm, elle donne des franges peu visibles. Ces différentes considérations feront l'objet d'une prochaine Publication.

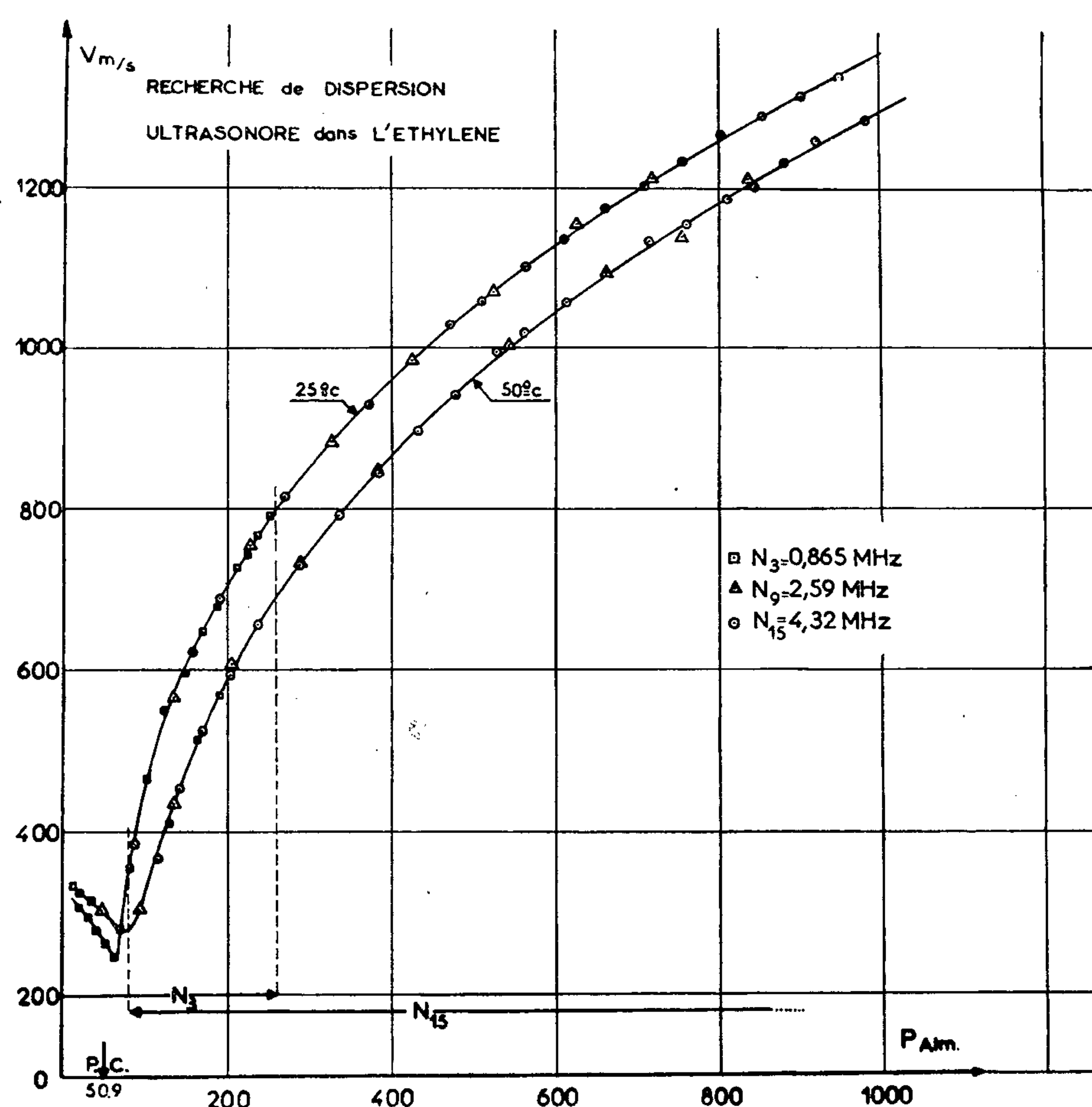


Fig. 1.

La mesure de la vitesse des ultrasons dans l'éthylène comprimé et la connaissance des relations d'état obtenues par Michels et ses collaborateurs ([4]) a permis de calculer le rapport γ des chaleurs spécifiques dans le domaine de pression exploré, la relation utilisée étant la suivante ([5]) :

$$\gamma = \frac{\rho V^2}{p} \frac{1}{1 + \frac{\rho}{pv} \frac{\partial (pv)}{\partial \rho}}.$$

Les résultats sont représentés par la figure 2 où sont placés les points obtenus par calcul à l'Institut Van der Waals ([6]). On notera un bon accord

entre ces dernières valeurs et nos déterminations à partir de la vitesse ultrasonore.

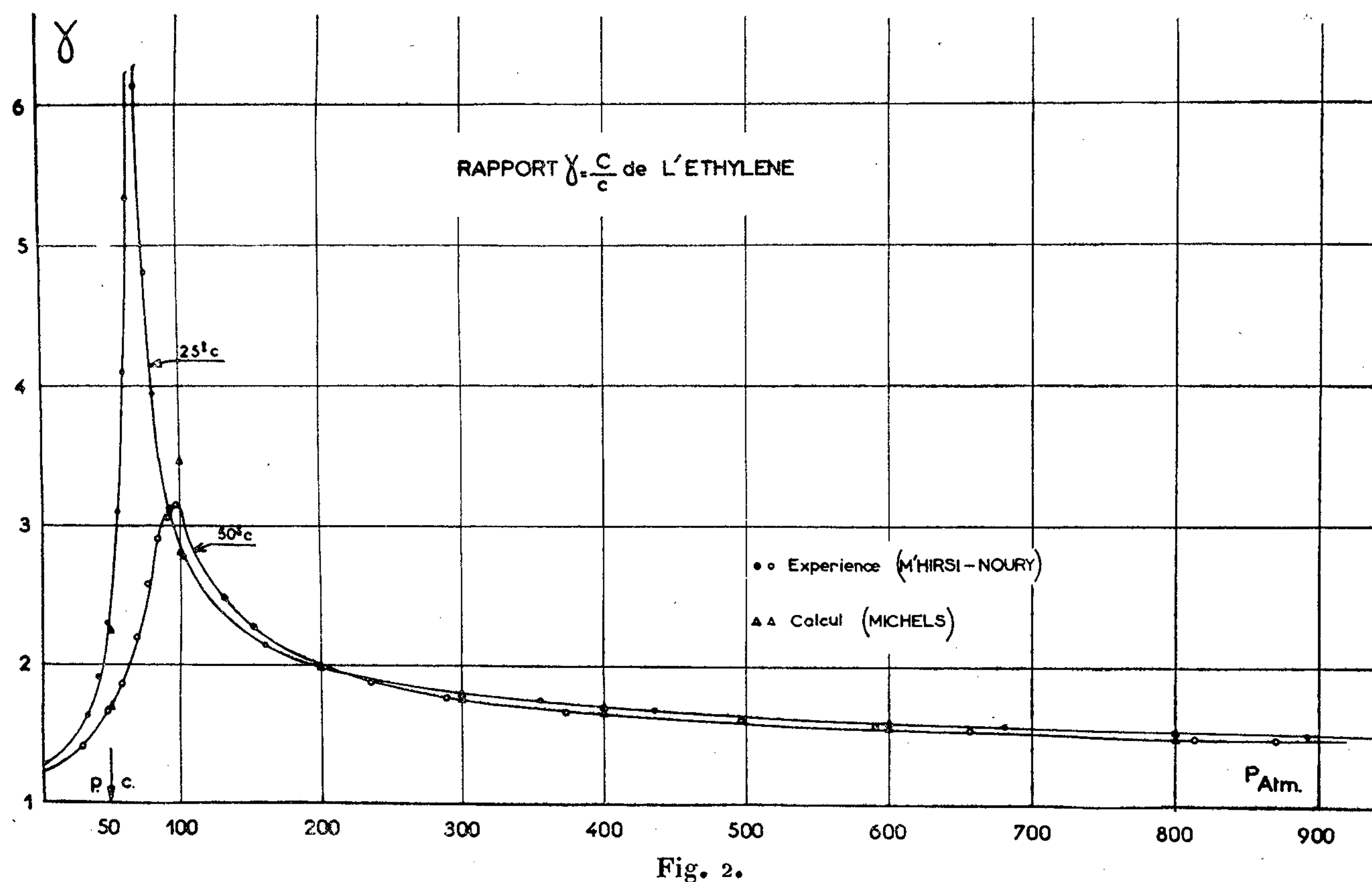


Fig. 2.

Enfin il est intéressant de noter que l'éthylène se comporte comme les autres gaz, étudiés précédemment, alors qu'on se trouve dans des conditions relativement peu éloignées du domaine d'association.

(1) J. Noury, *J. Phys. Rad.*, 16, 1955.
(2) A. Lacam, *Thèse*, Paris, décembre 1955.
(3) *J. Chem. Phys.*, 8, 1940, p. 537.
(4) A. Michels et M. Geldermans, *Physica*, 9, 1942, p. 967.
(5) J. Noury, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1036.
(6) A. Michels, S. R. de Groot et M. Geldermans, *Appl. Sc. Res.*, A, 1, 1947, p. 55.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur la présence et la conservation de la puissance réactive dans un phénomène radiant.* Note de M. **Constantin Budeanu**, présentée par M. Georges Darrieus.

Nous nous proposons d'étendre l'application de l'expression complexe du vecteur radiant (Poynting) au cas général d'un milieu contenant non seulement des points passifs ayant ou non des conductivités γ, mais des « régions excitées » caractérisées par la présence d'un vecteur de champ auquel nous attachons les propriétés (selon M. Planck) : *a.* d'intervenir dans l'apport de l'énergie exté-

rieure aux champs électromagnétiques; *b*. d'intervenir dans la f. é. m. introduite; *c*. d'être une fonction de points et de temps $f(P, t)$. Nous admettons pour cette fonction de temps une forme périodique. Ce vecteur pourrait être ainsi traité comme un « *champ appliqué* » E_a. Nous envisageons aussi la présence des charges libres à densité ρ pouvant osciller par l'action du champ E [1].

La première équation de Maxwell entre vecteurs complexes conjugués et la seconde entre vecteurs complexes simples nous donnent

$$(1) \qquad \text{rot}\,\underline{\mathbf{H}}^\star = \boldsymbol{\delta}^\star + \rho\underline{\mathbf{v}}^\star - j\omega\varepsilon\underline{\mathbf{E}}^\star \qquad \text{et} \qquad \text{rot}\,\underline{\mathbf{E}} = -j\omega\,\mu\underline{\mathbf{H}}.$$

En introduisant ces expressions, ainsi que $\underline{\boldsymbol{\delta}} = \gamma(\underline{\mathbf{E}} + \underline{\mathbf{E}}_a)$ dans

$$\underline{\mathbf{E}}.\text{rot}\,\underline{\mathbf{H}}^\star - \underline{\mathbf{H}}^\star.\text{rot}\,\underline{\mathbf{E}} = -\,\text{div}[\underline{\mathbf{E}} \times \underline{\mathbf{H}}^\star],$$

nous obtenons

$$(2) \qquad (\underline{\mathbf{E}}_a.\underline{\boldsymbol{\delta}}^\star) = \frac{\delta^2}{\gamma} + j2\omega\left[\left(\frac{1}{2}\,\mu H^2 - \frac{1}{2}\,\varepsilon E^2\right) + \frac{1}{2}\,\rho_m v^2\right] + \text{div}[\underline{\mathbf{E}} \times \underline{\mathbf{H}}^\star] \quad [2].$$

où ρ_m est la densité de masse des corpuscules ayant la densité des charges électriques ρ. Le terme $j2\omega.(1/2)\rho_m v^2$ provient de $\rho\underline{\mathbf{E}}.\underline{\mathbf{v}}^\star = j\rho_m\omega\underline{\mathbf{v}}.\underline{\mathbf{v}}^\star$. Ceci suppose que dans ce phénomène de convection les charges électriques libres oscillent avec la pulsation du champ E et sans frottement. L'équation (2) est la forme ponctuelle de la conservation dans ce phénomène radiant. Elle prend des formes particulières suivant les cas. En intégrant l'équation (2) à un volume V et en appliquant le théorème de la divergence, nous obtenons :

$$(3) \qquad \int_V (\underline{\mathbf{E}}_a.\underline{\boldsymbol{\delta}}^\star)\,dV = \int_V \frac{\delta^2}{\gamma}\,dV + j2\omega[(W_m - W_e) + W_c] + \int_S [\underline{\mathbf{E}} \times \underline{\mathbf{H}}^\star]\,d\mathbf{S}$$

où le premier membre est la puissance complexe produite à l'intérieur du volume V; $\int_V (\delta^2/\gamma)\,dV$ la puissance active consommée; W_m et W_e les valeurs moyennes des énergies des champs magnétiques et électriques; W_c la valeur moyenne de l'énergie cinétique des charges libres, toujours à l'intérieur du même volume. Le dernier terme est la puissance complexe transmise vers l'extérieur à travers la surface S. L'expression $[\underline{\mathbf{E}} \times \underline{\mathbf{H}}^\star]$ est la forme complexe du vecteur radiant.

Si le milieu est dépourvu de charges libres oscillantes, l'expression (3) se réduit à la forme

$$(4) \qquad \int_V (\underline{\mathbf{E}}_a.\underline{\boldsymbol{\delta}}^\star)\,dV = \int_V \frac{\delta^2}{\gamma}\,dV + j2\omega(W_m - W_e) + \int_S [\underline{\mathbf{E}}\times\underline{\mathbf{H}}^\star]\,d\mathbf{S} \quad [3].$$

Le premier et le dernier terme peuvent être mis sous une forme explicite

$$(5) \qquad \int_V (\underline{\mathbf{E}}_a.\boldsymbol{\delta}^\star)\,dV = \int_V (\mathbf{E}_a.\boldsymbol{\delta})(\cos\varphi + j\sin\varphi)\,dV,$$

$$(6) \qquad \int_S [\underline{\mathbf{E}}\times\underline{\mathbf{H}}^\star]\,d\mathbf{S} = \int_S [\mathbf{E}\times\mathbf{H}](\cos\psi + j\sin\psi)\,d\mathbf{S};$$

où φ et ψ signifient les déphasages de temps entre E_α et δ et respectivement entre E et H. Les angles φ et ψ sont des fonctions de point; le premier à l'intérieur du volume V et le second sur la surface S. En introduisant (5) et (6) dans (4) et en séparant les termes réels et imaginaires, nous obtenons :

$$(7)\qquad P=\int_V(\mathbf{E}_a.\boldsymbol{\delta})\cos\varphi\,dV=\int_V\frac{\delta^2}{\gamma}\,dV+\int_S[\mathbf{E}\times\mathbf{H}]\cos\psi\,d\mathbf{S},$$

$$(8)\qquad Q=\int_V(\mathbf{E}_a.\boldsymbol{\delta})\sin\varphi\,dV=2\omega(W_m-W_e)_V+\int_S[\mathbf{E}\times\mathbf{H}]\sin\psi\,d\mathbf{S}.$$

Les équations (7) et (8) représentent les expressions de la conservation des puissances active et réactive dans le volume V. Tous les termes de (8) ont la signification de puissances réactives. Le premier membre est la puissance réactive produite à l'intérieur du volume V. Le dernier terme est la puissance réactive transmise vers l'extérieur du volume V; $2\omega(W_m-W_e)_V$ est la puissance réactive absorbée par le milieu magnétique et électrique du même volume V et $2\omega[(1/2)\,\mu H^2-(1/2)\,\varepsilon E^2]$ de la formule (2) est la puissance réactive spécifique. On peut donc parler de la présence et de la conservation d'une puissance réactive dans un phénomène énergétique radiant. Nous rencontrons une même expression de la puissance réactive dans le cas d'un réseau à pulsation constante, sous la forme connue :

$$(9)\qquad Q=UI\sin\varphi=\Sigma U_nI_n\sin\varphi_n=2\omega(W_m-W_e),$$

où $\Sigma U_nI_n\sin\varphi_n$ est la somme des puissances réactives absorbées par les n éléments unifilaires du réseau, dans des appareils ou machines équivalentes à des inductances ou à des capacités, W_m et W_e ayant la même signification que dans (3). La puissance réactive transmise (8) par le phénomène radiant du volume V à l'espace environnant V′ est de nouveau en partie absorbée sous la forme $2\omega(W_m-W_e)_{V'}$ dans ce nouvel espace et la différence est retransmise plus loin et ainsi de suite. Si ce nouvel espace est dépourvu de tout champ actif appliqué, dans les relations (2), (3), (4), (5), (7), (8), le premier membre s'annule. Spécialement la relation (8) devient :

$$(10)\qquad 2\omega(W_m-W_e)_{U'}+\int_{S'}[\mathbf{E}\times\mathbf{H}]\sin\psi\,d\mathbf{S}'=0$$

où le dernier terme totalise algébriquement la puissance réactive reçue (négative) de l'espace antérieur et celle transmise plus loin (positive), S′ étant la surface limitant ce nouvel espace.

La notion du champ appliqué a été introduite jusqu'à présent dans le cas général du phénomène radiant, mais exprimé seulement analytiquement (forme non complexe). Jusqu'à une certaine distance, à partir des champs appliqués, grande par rapport à la longueur d'onde ($r\gg\lambda$), toute la puissance réactive est absorbée dans les espaces respectifs. A partir de cette distance il

n'y a plus des phénomènes réactifs mis en jeu. Nous retrouvons, sous cette forme, que les énergies spécifiques magnétique et électrique dans tous les points de cette région lointaine doivent être égales. Il y a une sorte de compensation des phénomènes réactifs dans ces points. De même nous retrouvons que dans cette région, les champs **E** et **H** doivent être en phase ($\psi = 0$). Par contre la puissance réactive spécifique, produite par un courant et dans le voisinage ($r \ll \lambda$) de ce courant, se réduit à $2\omega W_m$, parce que dans ce cas $[(1/2)\varepsilon E^2 \ll (1/2)\mu H^2]$.

(1) Les vecteurs d'espace sont désignés par les mêmes symboles que les valeurs efficaces correspondantes, mais en lettres grasses et les vecteurs dépendant du temps par un facteur complexe périodique sont soulignés.

(2) δ et v représentent les valeurs efficaces de la densité du courant et la vitesse oscillante des charges libres; $\underline{\boldsymbol{\delta}}$ et $\underline{\mathbf{v}}$ leurs valeurs complexes et $\underline{\boldsymbol{\delta}}^*$ et $\underline{\mathbf{v}}^*$ les valeurs conjuguées.

(3) Les expressions (2), (3), (4), (5), (6), (7), (8), n'ont pas encore été publiées à notre connaissance. Par des renseignements personnels nous apprenons que l'expression particulière (4) figure aussi autrement présentée, daus un cours (non imprimé) du Professeur G. Cartianu (Bucarest).

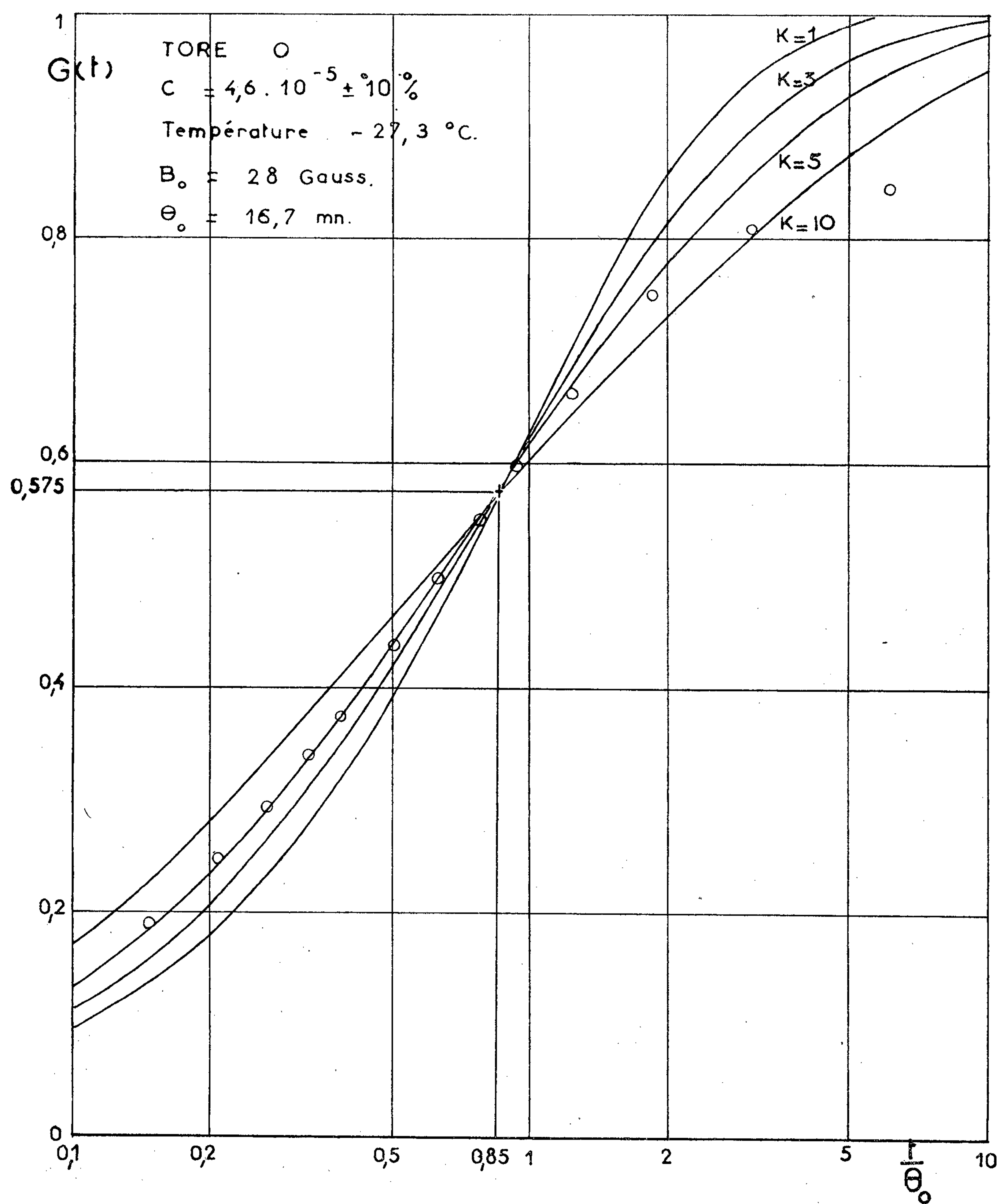
MAGNÉTISME. — *Sur la détermination des constantes de temps du traînage magnétique de diffusion.* Note (*) de M. **Pierre Brissonneau**, transmise par M. Louis Néel.

Des mesures de la désacommodation de la perméabilité effectuées sur une substance spécialement préparée permettent de déterminer les constantes de diffusion des atomes étrangers en solution solide. L'expérience conduit à admettre un spectre continu relativement étalé. On cherche à obtenir la valeur moyenne des constantes de temps, une valeur approchée pour la dispersion et, par extrapolation, les valeurs limites du spectre.

Depuis les travaux de J. L. Snoek (1), il est bien connu que des traces de carbone, en solution dans du fer pur, provoquent l'apparition d'un traînage magnétique de diffusion extrêmement important. L. Néel (2) en explique les manifestations en supposant un couplage entre la position des hétéroatomes et la direction de l'aimantation. Il montre que toute paroi de Bloch déplacée au temps t de sa position d'équilibre d'une distance u, est soumise à une pression de traînage $P(u, t)$ qui ne s'exprime simplement que dans quelques cas, en particulier dans les mesures relatives au phénomène appelé désacommodation de la perméabilité. Supposons qu'une distribution statistiquement isotrope des atomes soit réalisée au temps $\tau = 0$, après désaimantation de la substance dans un champ alternatif décroissant, et qu'une mesure de l'induction B soit effectuée par une méthode balistique en appliquant un champ H au temps t. L'expression donnant la valeur de P devient

$$P = W_0 f(u) G(t),$$

où W_0 est une constante pour une substance et une température données, $f(u)$ une fonction du déplacement final u de la paroi de Bloch et $G(t)$ la fonction de traînage de Néel que nous nous proposons d'étudier. $G(t)$ est une fonction, monotone, croissante, nulle au temps $t=0$, tendant vers l'unité quand t tend vers l'infini.



En présence d'une seule constante de temps de diffusion θ, $G(t)=1-e^{-t/\theta}$; mais l'expérience montre que les perturbations du réseau cristallin introduisent une dispersion notable des constantes de temps. Dans un cas semblable,

Richter, Becker et Néel ont utilisé avec succès une répartition logarithmique des constantes de temps, entre deux valeurs extrêmes θ_1 et θ_2. Si l'on appelle θ_0 la constante de temps moyenne définie par la relation $\theta_0^2 = \theta_1\theta_2$ et si k^2 désigne la largeur du spectre, de telle sorte que $\theta_2/\theta_1 = k^2$, il en résulte pour $G(t)$ l'expression

$$G(t) = 1 + \frac{1}{2\operatorname{Log} k}\left[\operatorname{E}i\left(-\frac{t}{k\theta_0}\right) - \operatorname{E}i\left(-\frac{kt}{\theta_0}\right)\right].$$

Les courbes $G(t)$ sont représentées sur la figure ci-dessus pour différentes valeurs du paramètre k. On remarque que toutes les courbes passent pratiquement par le point de coordonnées

$$\frac{t}{\theta_0} = 0,85, \qquad G(t) = 0,575.$$

que nous utilisons comme point de référence pour déterminer θ_0. Le tracé complet de $G(t)$ fournit une évaluation de k donc de la largeur du spectre. On a porté sur le même graphique des résultats expérimentaux qui mettent en évidence une dispersion des constantes de temps voisine de 25.

La répartition logarithmique ne rend compte des phénomènes observés d'une manière satisfaisante, qu'au voisinage de θ_0. Aux deux extrémités du spectre, la probabilité de trouver des constantes de temps notablement plus courtes et plus longues que θ_0 décroît lentement. Les valeurs limites, ayant une influence décelable sur l'allure de $G(t)$, peuvent être obtenues de la façon suivante : on considère que la fonction $1 - G(t)$ est équivalente à la superposition de n fonctions simples de la forme $e^{-t/\theta}$ où θ varierait d'une façon discontinue. La pente de la courbe $\operatorname{Log}[1 - G(t)]$ en fonction de t, en un point t_0, est égale, au signe près, à l'inverse de la constante de temps dont l'effet prédomine au temps t_0 envisagé. En particulier, pour les temps très courts et pour les temps très longs, on obtient les limites inférieure et supérieure du spectre étudié. L'évaluation des constantes de temps est ainsi ramenée à une détermination expérimentale de la fonction $G(t)$.

Considérons une paroi de Bloch rigide, de surface constante, séparant deux domaines de Weiss d'aimantation $\vec{J}_1$ et $\vec{J}_2$, rappelée vers sa position d'équilibre par une opposition $R(u)$, liée aux perturbations du réseau cristallin. Sous l'effet d'un champ $\vec{H}$ extérieur, le déplacement u résultant est solution de l'équation :

$$\vec{H}\left(\vec{J}_1 - \vec{J}_2\right) + R(u) + W_0 f(u)\, G(t) = 0.$$

Le champ $\vec{H}$ nécessaire pour provoquer un déplacement donné, auquel correspond une variation d'aimantation constante, est donc une fonction linéaire de $G(t)$ de la forme

$$H(t) = H(0)\left[1 + \frac{W_0 f(u)}{R(u)} G(t)\right].$$

Nous admettrons que le comportement magnétique d'une substance polycristalline peut être décrit par les déplacements d'une seule paroi fictive. On en déduit

$$G(t) = \frac{H(t) - H(o)}{H(\infty) - H(o)}.$$

La détermination de $H(t)$ est obtenue en coupant les courbes isochrones $B(H, t)$ par des droites d'induction constante.

Nous détaillerons dans une prochaine publication les résultats obtenus par cette méthode.

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) *Physica*, 5, 1938, p. 663.

(2) *J. Phys. Rad.*, 13, 1952, p. 249.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Pouvoir séparateur d'un microscope électronique à émission en présence d'un diaphragme, et spectre de vitesse des électrons transmis.* Note (*) de MM. **Charles Fert** et **René Simon**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Rôle du diaphragme dans un microscope électronique à émission. Ce diaphragme « *filtre* » le faisceau électronique à partir d'une certaine énergie critique. En sa présence, la limite de résolution est indépendante de la dispersion d'énergie des électrons émis par la cathode. Le spectre d'énergie du faisceau transmis par le diaphragme est plus étroit que le spectre d'énergie des électrons émis par la cathode.

Dans une récente communication (1), nous avons décrit un montage nouveau pour l'objectif du microscope électronique à émission. Cet objectif se prête à une étude électrooptique plus complète qu'un objectif électrostatique comportant une électrode de Wehnelt. Nous allons préciser, sur cet exemple, le rôle du diaphragme dans un microscope électronique à émission, et analyser certains résultats concernant le spectre de vitesse des électrons transmis.

1. *Action du diaphragme.* — La figure 1 rappelle le mécanisme de formation de l'image (2) : on a tracé une trajectoire quittant le point axial objet K sous l'angle α_0, avec l'énergie φ_0 électron-volt, et un rayon quittant un point L perpendiculairement à la cathode. L'image virtuelle K_1 de K donnée par l'intervalle d'accélération Δ et la traversée du trou d'anode A est définie par $K_1K = \Delta/3$; le grandissement étant égal à 2/3 (1), la pente α_1 de la trajectoire IJ est donnée par $\sin\alpha_0\sqrt{\varphi_0} = (2/3)\alpha_1\sqrt{\Phi^*}$ (Φ, tension d'accélération; $\Phi^* = \Phi(1 + 0{,}98 . 10^{-6})$; $\Phi \gg \varphi_0$).

α_1 ne peut pas dépasser une limite supérieure $\alpha_{1M} = r/a$ définie par le diaphragme D de diamètre $2r$, l'image donnée par la lentille magnétique O étant supposée à l'infini. Parmi les électrons quittant la cathode au voisinage de K nous pouvons distinguer :

a. les électrons d'énergie $\varphi_0 > (4/9)\,\alpha_{IM}^2 \Phi^*$: le diaphragme arrête tous ceux qui sont émis sous α_0 tel que $\sin\alpha_0 > (2/3)\,\alpha_{IM}\sqrt{\Phi^*/\varphi_0}$;

b. les électrons d'énergie $\varphi_0 \leqq (4/9)\,\alpha_{IM}^2 \Phi^*$: aucun de ces électrons n'est arrêté par D.

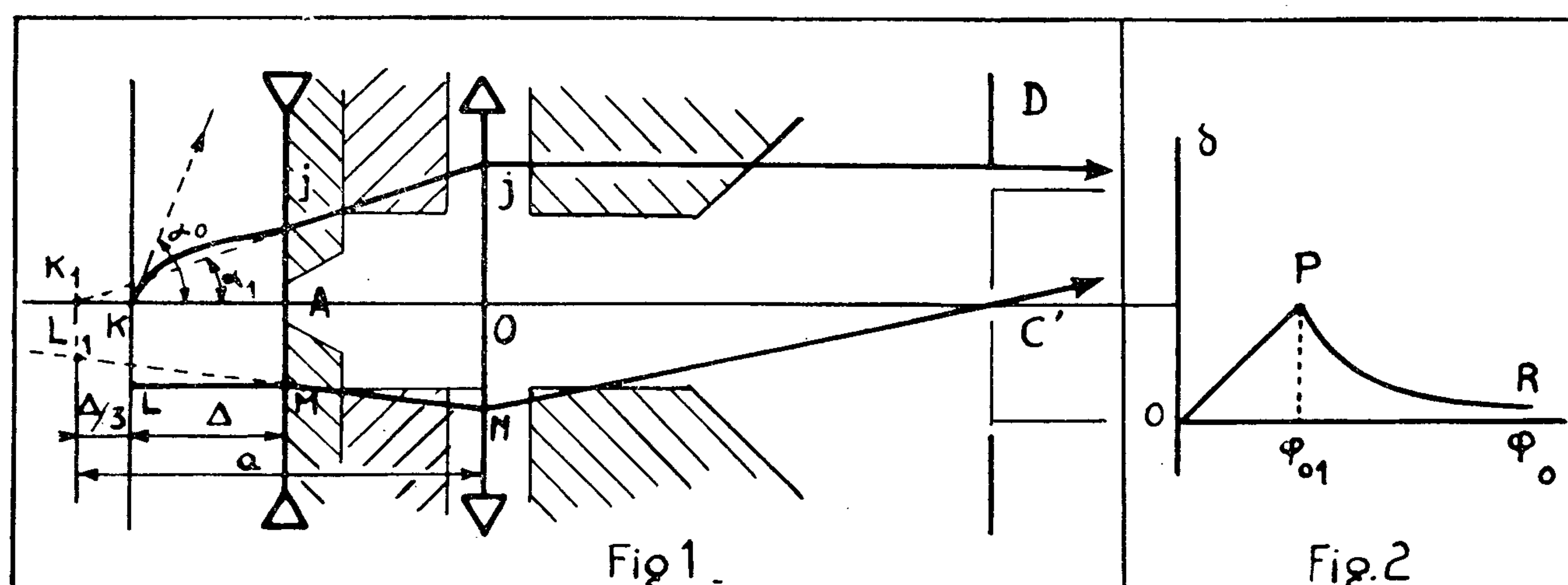


Fig 1. Fig. 2

2. *Pouvoir séparateur géométrique*. — Divers auteurs ([3]) ont montré que le diamètre du disque d'aberration (calculé dans le plan du cercle de moindre diffusion), en présence d'un diaphragme est égal à

$$\delta_g = 1{,}2\,\frac{\varphi_0}{\Phi^*}\,\Delta\,\sin\alpha_0(1 - \cos\alpha_0).$$

Admettons cette valeur, et considérons le groupe d'électrons d'énergie φ_0.

a. si φ_0 est inférieur à l'énergie critique $\varphi_{01} = (4/9)\,\alpha_{IM}^2\Phi^*$, tous les électrons franchissent D :

$$\delta_g = 1{,}2\,\frac{\varphi_0}{\Phi^*}\,\Delta.$$

b. Si φ_0 est supérieur à φ_{01}, D intervient pour limiter α_0 à la valeur donnée ci-dessus

$$\delta_g = 0{,}8\sqrt{\frac{\varphi_0}{\Phi^*}}\,\Delta\alpha_{IM}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{4}{9}\alpha_{IM}^2\,\frac{\Phi^*}{\varphi_0}}\right),$$

soit, dès que $\varphi_0 \gg \varphi_{01}$,

$$\delta_g = 0{,}178\,\Delta\sqrt{\frac{\Phi^*}{\varphi_0}}\,\alpha_{IM}^3.$$

La figure 2 représente la variation de δ_g avec φ_0 en présence d'un diaphragme. Quoique la position du cercle de moindre diffusion varie un peu avec φ_0, nous pouvons admettre pour le pouvoir séparateur ε_g la valeur maximum de δ_g :

$$\varepsilon_g = 1{,}2\,\frac{\varphi_{01}}{\Phi^*}\,\Delta \sim 0{,}5\,\Delta\alpha_{IM}^2 = 0{,}5\,\Delta\,\frac{r^2}{a^2}$$

d'où le résultat inattendu : *la résolution est indépendante de la dispersion des vitesses des électrons émis par la cathode.*

Valeurs numériques : dans le montage réalisé (¹) $\Delta = 2,6$ mm, $a = 6$ mm, $\Phi = 20$ kV; pour $2r = 30\,\mu$, $\alpha_{1M} = 2,5.10^{-3}$, $\varphi_{01} = 0,06$ Volt, $\varepsilon_g = 90$ Å.

L'influence de l'aberration de sphéricité de la lentille magnétique est négligeable. Finalement, compte tenu de la diffraction, on peut espérer une résolution de l'ordre de 100 Å. La résolution expérimentale (¹) actuelle est 250 Å.

3. *Spectre des vitesses des électrons transmis.* — Le diaphragme arrête tous les électrons émis par K sous un angle α_0 supérieur à la valeur définie ci-dessus, lorsque leur énergie dépasse la valeur critique φ_{01}. L'efficacité de ce *filtrage* augmente très rapidement à partir de $\varphi_0 = \varphi_{01}$. L'étude directe du spectre de vitesses des électrons transmis vérifie cette théorie : les résultats expérimentaux sur ce sujet seront exposés dans une prochaine communication.

L'analyse précédente, faite pour un montage particulier, reste valable dans d'autres cas. Elle montre que, si l'on désire connaître la dispersion des vitesses des électrons émis par une cathode, il faut éviter l'effet de *filtre* du système électrooptique, sinon le spectre obtenu est caractéristique du montage électro-optique autant que de l'émission proprement dite.

Le même effet intervient dans un canon à électrons à cathode froide tel qu'il est utilisé sur certains appareils (⁴) : il contribue certainement à rétrécir le spectre des vitesses des électrons transmis, et explique que ces sources d'électrons soient utilisables en microscopie électronique, si leur géométrie est convenablement choisie.

(*) Séance du 11 février 1957.

(¹) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1300.

(²) Sur la figure 1, on a arbitrairement dilaté l'échelle dans la direction perpendiculaire à l'axe pour le tracé des rayons, et représenté correctement en traits légers les électrodes et les pièces polaires.

(³) *Voir* par exemple : A. Septier, *J. Phys. Rad.*, **15**, 1954, p. 573.

(⁴) Induni, *Helv. Physica Acta*, **20**, 1947, p. 463.

SPECTROSCOPIE. — *Disparition des ions* H^+ *dans l'hydrogène ionisé sous la pression atmosphérique.* Note (*) de Mme **Renée Herman**, MM. **Schame Weniger** et **Louis Herman**, présentée par M. André Danjon.

Les auteurs étudient expérimentalement la variation de la concentration des ions en fonction du temps dans de l'hydrogène sous pression atmosphérique, préalablement ionisé par une forte décharge électrique. La diminution rapide de la densité des ions H^+ se manifeste par le déclin de la phosphorescence. La concentration ionique globale, obtenue à partir des largeurs de raies, diminue régulièrement entre 5 et 25 μs.

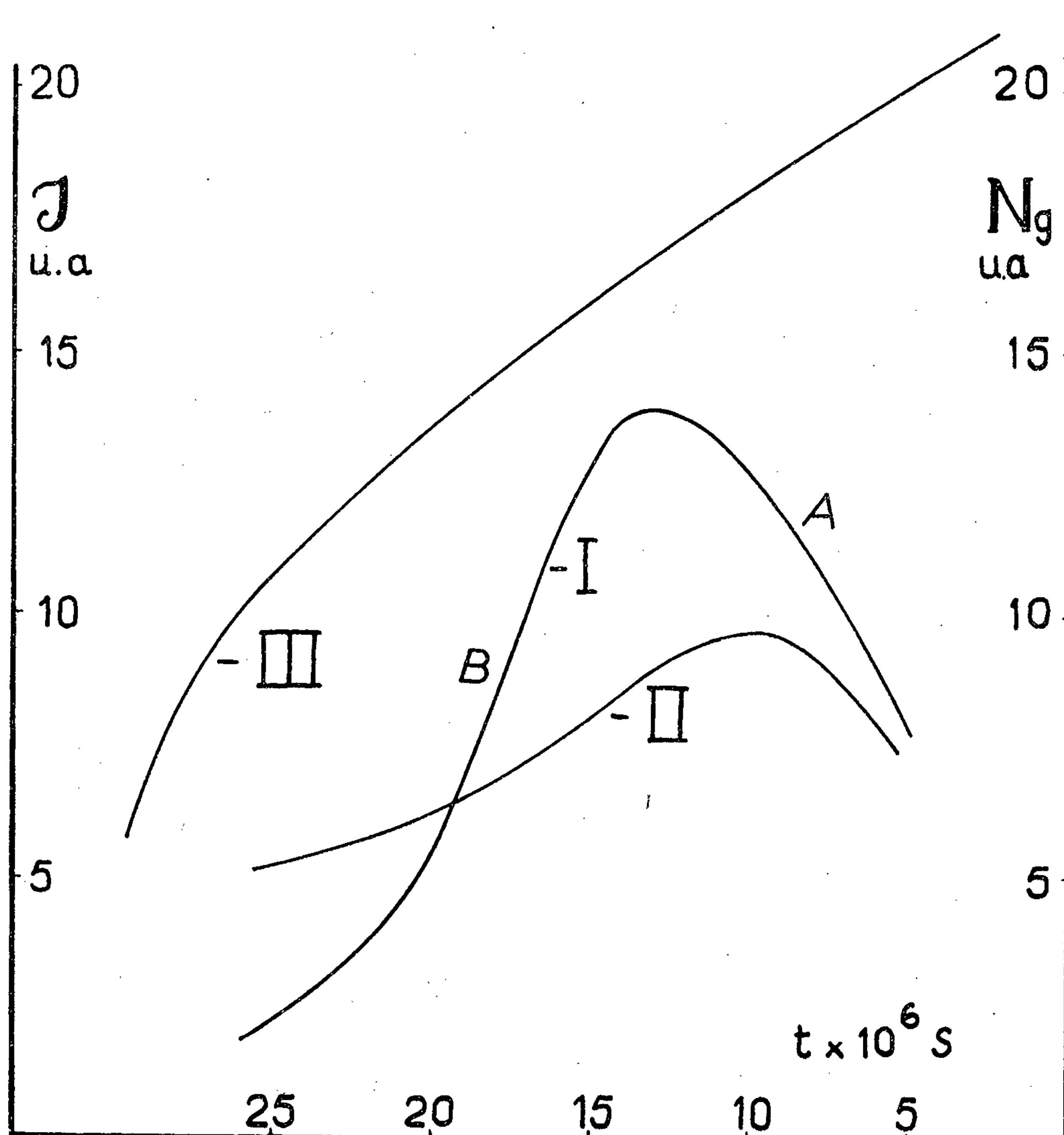
De nombreux travaux ont déjà été consacrés à l'étude de la recombinaison dans l'hydrogène. Des différences considérables existent entre les

valeurs numériques trouvées par les différents auteurs pour les coefficients de recombinaison apparents entre les ions et les électrons. Suivant la concentration électronique et la méthode d'observation, ces valeurs varient entre 0 et 10^{-6} cm^3.s^{-1} [1]. Pour les concentrations électroniques élevées la température est également élevée et les coefficients obtenus concernent les ions atomiques, alors que, dans les expériences utilisant du courant de haute fréquence, modulé en impulsions, les concentrations et les températures sont beaucoup plus faibles et les recombinaisons observées sont surtout moléculaires.

Pour expliquer les valeurs élevées du coefficient de recombinaison moléculaire, on a proposé le mécanisme de la recombinaison dite dissociative [2]. Suivant L. B. Loeb [3], les grandes valeurs (10^{-6} cm^3.s^{-1}) du coefficient de recombinaison dans l'hydrogène, obtenues par la méthode d'impulsions en haute fréquence, viendraient de la formation d'ions négatifs OH^- dus aux traces de vapeur d'eau contenues comme impuretés dans l'hydrogène. L'absence de recombinaison, trouvée par Persson, prouverait que la recombinaison moléculaire dissociative est négligeable. On peut d'ailleurs citer d'autres arguments contre la recombinaison dissociative dans le cas de molécules telles que N^2 et He^2.

Au cours d'une étude sur la phosphorescence des gaz, émise après excitation par une décharge condensée, nous avons eu l'occasion d'étudier la recombinaison radiative dans l'hydrogène commercial. Le dispositif expérimental a déjà été décrit précédemment. L'hydrogène, enfermé dans un ballon de 2 l en pyrex, était excité par la décharge, entre deux électrodes métalliques, d'un condensateur de 2,5 μF, chargé sous une tension de 15 000 V. Le spectre d'émission était photographié à l'aide d'un spectrographe sans fente à optique de verre, muni d'un miroir tournant situé entre l'objectif et le film courbe, perpendiculairement à l'arête du prisme [4]. Les spectres obtenus étaient composés de deux parties : l'une, d'une durée de quelques microsecondes, montrait surtout un fond continu très intense et des raies H, l'autre, d'une durée de 20 μs, contenait des raies H intenses et élargies et une faible émission continue. Cette dernière partie a été étudiée quantitativement. La source utilisée pour la gradation des plaques était un étalon secondaire constitué par une lampe à filament de tungstène maintenu à la température de 2 718° K. Les spectres de gradation étaient photographiés avec le miroir tournant à 6 000 t/mn. Tous les spectres ont été enregistrés au microphotomètre. Les résultats des mesures photométriques sont représentés sur la figure 1. En ordonnées, figurent les intensités en unités arbitraires et, en abcisses, le temps en microsecondes. L'origine des abscisses correspond sensiblement au début de la décharge. La courbe I représente l'intensité totale de la raie H_β, élargie sous l'influence du champ électrique intermoléculaire. Elle a été obtenue en mesurant

l'intensité d'une raie point par point et en intégrant le contour ainsi obtenu. L'allure de cette courbe est bien caractéristique. Au début, dans la région A de la phosphorescence, l'intensité augmente avec le temps, malgré la diminution de la concentration électronique : dans cette région, le gaz se refroidit rapidement et le coefficient de recombinaison varie beaucoup plus vite que la concentration des ions. Dans la région B, au contraire, la concentration ionique, variant beaucoup plus rapidement que le coefficient de recombinaison, détermine l'allure de la courbe.



La courbe montre la variation de l'intensité relative intégrée de la raie H_β en émission, entre 5 et 25 μs.
La courbe II illustre la variation de l'intensité relative du fond continu d'émission, au voisinage de H_β pour le même intervalle de temps.
La courbe III représente la variation avec le temps de la concentration globale N_g des ions positifs, sans distinction de leur nature.

La courbe II représente la variation d'intensité du fond continu. Son allure générale ressemble à la précédente mais les différences d'intensité sont nettement moins grandes que pour H_β. En principe, cette émission continue peut être attribuée, soit à la recombinaison radiative et au freinage des électrons dans le champ des ions, soit à la capture des électrons

par les atomes H (1 s) et à la formation d'ions négatifs. Nous en discuterons dans une publication ultérieure.

Il est facile d'obtenir une estimation de la concentration des ions positifs de toute espèce, causant l'élargissement des raies, à partir du contour ou de la largeur de la raie H_3. Dans cette estimation, nous avons négligé la contribution des électrons. La courbe III montre la variation avec le temps de la concentration ainsi déterminée. On constate qu'elle décroît régulièrement pendant 25 μs, puis semble diminuer plus rapidement.

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) K. B. PERSSON, *Sixth Conference on Gazeous Electronics*, Washington, D. C., 22-24 octobre 1953; A. BIONDI et S. C. BROWN, *Phys. Rev.*, 75, 1949, p. 1700; W. HOPWOOD et J. D. CRAGGS, *Proc. Phys. Soc. London*, 59, 1940, p. 755. *Ibid.*, p. 771.

(2) D. R. BATES et H. S. W. MASSEY, *Report Progress Physics*, 9, 1943, p. 67; D. R. BATES, *Phys. Rev.*, 77, 1950, p. 718; 78, 1950, p. 492.

(3) *Basic Processus of Gazeous Electronics*, University of California Press, 1955, p. 578.

(4) F. RIMBERT, *J. Phys. Rad.*, 14, 1953, p. 638; C. JOSLET, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1955.

RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE. — *La mesure directe des moments caractéristiques de la structure de raie en résonance paramagnétique : mesure sur les « ailes » de la courbe de dispersion.* Note (*) de M. **JACQUES HERVÉ**, présentée par M. Louis de Broglie.

Introduction. — Les appareillages classiques de résonance paramagnétique donnent la variation de l'absorption (c'est-à-dire de la partie imaginaire χ_2 de la susceptibilité paramagnétique complexe $\chi = \chi_1 - i\chi_2$) lorsque la fréquence f du champ radioélectrique varie autour de la fréquence de résonance f_0.

Par ailleurs, la théorie donne de façon assez directe, les moments de la raie (1) :

$$(1)\qquad \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \chi_2(f)\,(f-f_0)^n\,df}{\int_{-\infty}^{+\infty} \chi_2(f)\,df}.$$

La comparaison de ces formules théoriques avec les courbes expérimentales n'est pas immédiate et demande par exemple des calculs graphiques d'intégration. Je propose ici deux dispositifs de mesure originaux donnant expérimentalement et directement les valeurs des moments et permettant ainsi une vérification facile de la théorie.

PREMIÈRE MÉTHODE : MESURE SUR LES « AILES » DE LA COURBE DE DISPERSION. — *Principe.* — On sait que les courbes d'absorption $\chi_2(f)$ et de dispersion $\chi_1(f)$ ne sont pas indépendantes l'une de l'autre. Ainsi tout élément (par exemple un

moment) défini sur la courbe d'absorption aura une interprétation sur la courbe de dispersion. Nous allons préciser cette interprétation des moments et montrer qu'elle conduit à une détermination expérimentale assez simple des moments.

Interprétation des moments sur la courbe de dispersion. — En absence de saturation, la relation entre χ_1 et χ_2 s'exprime par les formules de Kramers-Kronig ([2]). Quand apparaît la saturation, le signal d'absorption s'atténue et finit par disparaître; au contraire, le signal de dispersion reste inchangé. Ainsi, dans tous les cas, les formules de Kramers-Kronig associent à une courbe de dispersion donnée, la courbe d'absorption qu'on obtiendrait s'il n'y avait pas saturation. Ce sont les moments de cette courbe d'absorption *non saturée* qui sont liés directement aux interactions, et que nous allons interpréter sur la courbe de dispersion au moyen des formules de Kramers-Kronig. Plutôt que ces formules elles-mêmes, nous utiliserons une équation intermédiaire du calcul de Kramers ([3]), ([4])

$$\chi_1(f) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\chi_2(f')}{f'-f}\,df' \tag{2}$$

χ_2 représentant l'absorption non saturée. Cette expression peut se mettre sous la forme

$$\chi_1(f) = -\frac{A_0}{f-f_0} - \frac{A_1}{(f-f_0)^2} - \ldots - \frac{A_n}{(f-f_0)^{n+1}} - R_n \qquad (n \text{ entier quelconque}) \tag{3}$$

avec

$$\left\{\begin{aligned} A_0 &= \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \chi_2(f')\,df', \\ A_1 &= \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \chi_2(f')\,(f'-f_0)\,df', \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ A_n &= \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \chi_2(f')\,(f'-f_0)^n\,df', \\ R_n &= \frac{1}{\pi}\,\frac{1}{(f-f_0)^{n+1}}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\chi_2(f')\,(f'-f_0)^{n+1}}{f'-f}\,df'. \end{aligned}\right. \tag{4}$$

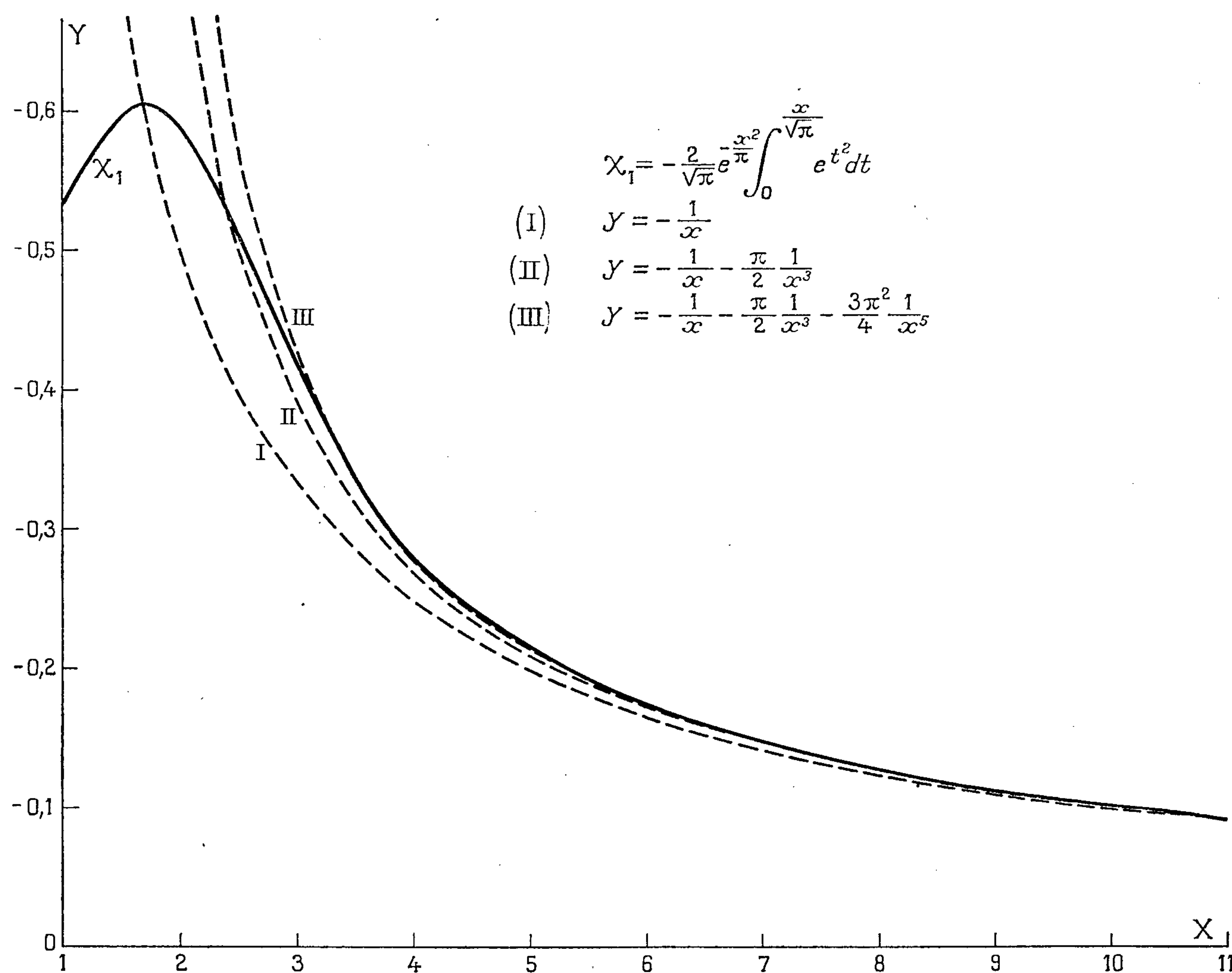
La formule (3) définit un développement asymptotique de χ_1 suivant les puissances de $1/(f-f_0)$. Les moments (égaux à A_1/A_0, A_2/A_0, ...) ont été ainsi reliés de façon simple à la courbe de dispersion.

Application à la mesure des moments. — On relèvera expérimentalement la courbe de dispersion et l'on essaiera de faire coïncider ses branches infinies avec un développement du type

$$-\frac{A_0}{f-f_0} - \frac{A_1}{(f-f_0)^2} - \ldots.$$

Les valeurs de A_0, A_1, ... assurant cette coïncidence fourniront les valeurs

des moments. Le problème est de savoir combien de coefficients A on pourra déterminer par cette méthode, sans être gêné par le bruit de fond et l'imprécision des appareils. La réponse dépend de l'appareillage, ainsi que de la forme de raie. Pour avoir un ordre de grandeur, nous étudierons le cas répandu d'une raie gaussienne.



La figure représente la courbe de dispersion gaussienne [5] (en abscisse est porté : $x = (f - f_0)/\delta f$, δf caractérisant la largeur de raie). Les courbes (I), (II), (III) représentent les développements asymptotiques de χ_1 limités aux premier, troisième et cinquième ordres respectivement. La courbe χ_1 est confondue (écart relatif inférieur à 2 %) :

Avec la courbe (I) à partir de $x = 10$;

» » (II) » $x = 6$;

» » (III) » $x = 3,5$.

Ainsi la donnée d'une courbe expérimentale gaussienne permettra de déterminer les coefficients A_0, A_2, A_4 (donc les second et quatrième moments); il suffira de faire coïncider avec la courbe expérimentale, un développement $-[A_0/(f-f_0)-[A_2/(f-f_0)^3]-[A_4/(f-f_0)^5)$ dans la région $3,5 < x < 10$. Dans cette région, χ_1 est supérieur au sixième de sa valeur maxima ; il faudrait

donc des conditions expérimentales très mauvaises pour que le signal soit déjà noyé dans le bruit de fond. Les moments d'ordres supérieurs à 4 ne peuvent être déterminés car il n'y a pas d'écart mesurable entre la courbe (χ_1) et la courbe (III).

L'exemple de la raie gaussienne montre que la méthode permet de déterminer les premiers moments (les plus intéressants) à condition que la courbe de dispersion soit relevée sans distorsion sur une largeur égale à environ dix fois la largeur de raie. On n'aura pas à s'inquiéter du niveau du champ radioélectrique puisque le phénomène de saturation n'affecte pas la dispersion. Il y aura même avantage à opérer à niveau suffisamment élevé pour éliminer toute interférence possible de l'absorption.

La seconde méthode fera l'objet d'une publication ultérieure.

(*) Séance du 18 février 1957.

(1) J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.*, 74, 9, 1948, p. 1168.

(2) A. M. Portis, *Phys. Rev.*, 91, 1953, p. 1071.

(3) R. de L. Kronig, *J. Opt. Soc. Amer.*, 12, 1926, p. 547.

(4) H. A. Kramers, *Atti del Congreso Internationale dei Fisici, Como*, 2, 1927, p. 545.

(5) G. E. Pake, E. M. Purcell, *Phys. Rev.*, 74, 1948, p. 1184.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Synthèse de monocristaux de sulfate double de guanidine et d'aluminium.* Note de MM. **Jean Chapelle** et **Bernard Chollot**, présentée par M. Jean Cabannes.

Depuis peu de temps, une nouvelle famille de cristaux ferroélectriques a été mise en évidence (1). Elle est constituée par des cristaux mixtes de sulfate de guanidine et de sulfates de métaux trivalents qui cristallisent avec six molécules d'eau. L'exemple typique en est le sulfate double de guanidine et d'aluminium (S.G.A.). C'est un cristal ternaire dont les faces perpendiculaires à l'axe ternaire sont souvent très développées.

Il semble que les propriétés de cette substance soient assez sensibles à son mode de synthèse. Certains cristaux ne manifesteraient aucun cycle d'hystérésis; d'autres auraient des propriétés très différentes suivant la partie du cristal examinée (2). Il ne nous semble donc pas inutile d'indiquer la méthode de préparation que nous avons mise au point.

Le S. G. A. est soluble dans l'eau; sa solubilité est d'environ 750 g par litre d'eau à température ordinaire; elle varie peu jusqu'à 60° C, puis augmente fortement entre 60 et 100° C. Nous avons choisi de préparer ce cristal par chute de température d'une solution saturée.

Les inconvénients qui apparaissent lorsqu'on opère sans précautions sont multiples. Les faces perpendiculaires à l'axe ternaire manquent de planéité et par ailleurs de nombreuses cassures apparaissent dans le cristal :

soit des plans de clivage perpendiculaires à l'axe ternaire, soit des cassures désordonnées.

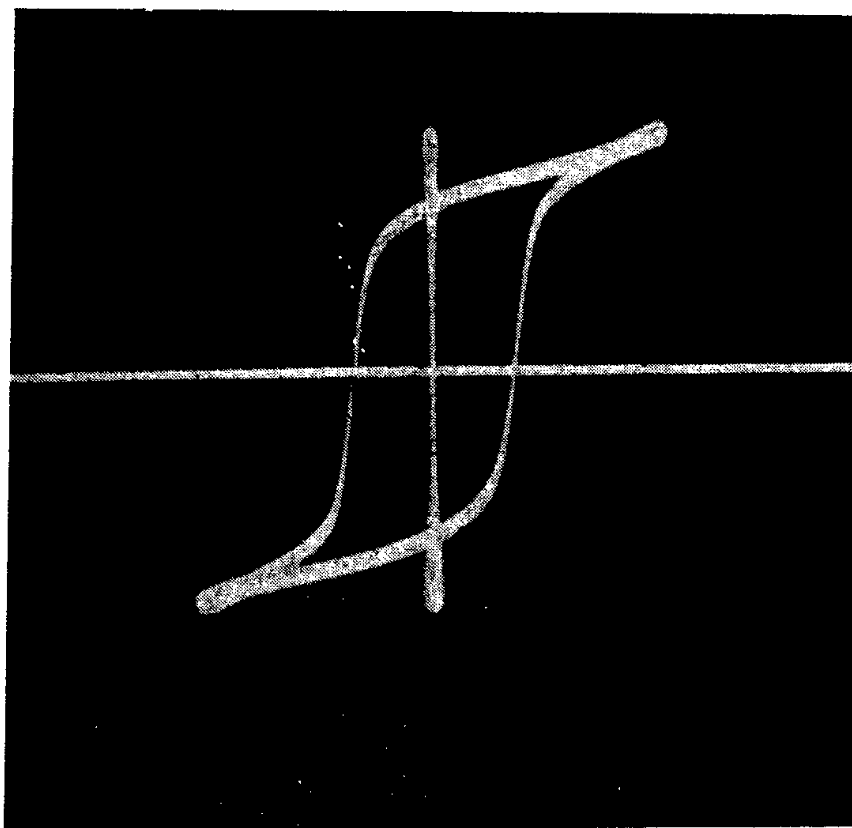
En faisant cristalliser la substance dans des milieux d'acidité ou de basicité différentes, nous avons constaté que les meilleurs résultats s'obtiennent en travaillant en milieu sulfurique décinormal.

Nous avons essayé ensuite l'influence des ions étrangers sur le mode de cristallisation. Parmi une cinquantaine de sels étrangers introduits dans la solution, nous en avons trouvé quatre qui améliorent les conditions de cristallisation. Leurs effets sont résumés dans le tableau.

Influence des ions étrangers sur le mode de cristallisation du S. G. A.

	Concentration minima en mol/l d'eau.	Coefficient de sursaturation de la solution.	Caractéristiques des cristaux obtenus.
SO_4Zn	$\frac{1}{100}$	Faible	Absence de cassures
$MnCl_2$	$\frac{1}{10}$	Grand	Nombreuses cassures, grande vitesse de croissance suivant l'axe ternaire
$(NO_3)_3Ni$	$\frac{1}{20}$	Moyen	Quelques cassures
$(SO_4)_3Cr_2$	$\frac{1}{100}$	Grand	Absence de cassures

Il ressort de ce tableau que l'impureté la plus intéressante est le sulfate de chrome à 1/100^e de molécule par litre d'eau.



Cycle d'hystérésis fourni par un cristal de S. G. A. Champ maximum appliqué : 4 500 V/cm.

Il y a avantage à travailler à température aussi haute que possible. Entre 95 et 85° C la vitesse de croissance suivant l'axe ternaire n'est pas

négligeable. Cette zone de température nous a permis d'obtenir des germes de dimensions convenables. Au-dessous de 85° C, la vitesse de croissance suivant l'axe ternaire est nulle. On obtient ainsi sans difficultés des plaques monocristallines dont les dimensions ne sont limitées que par la largeur du récipient qui les contient.

Nous indiquons figure 1 un cycle d'hystérésis fourni par un tel cristal. Ce cycle obtenu à 50 périodes, est absolument le même quelle que soit l'épaisseur ou la fraction de cristal examinée.

(1) HOLDEN, MATHIAS, HERZ et REMEIKA, *Phys. Rev.*, 58, 1955, p. 546.
(2) HOLDEN, MERZ, REMEIKA et MATHIAS, *Phys., Rev.*, 101, 1956, p. 962.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *L'interaction de la désintégration β qui ne conserve pas la parité.* Note de M. **ROGER NATAF**, transmise par M. Frédéric Joliot.

Nous donnons les conditions de Fierz et Mahmoud-Konopinski les plus générales, sans postuler l'invariance par renversement du temps (1) et nous tirons des conséquences des résultats expérimentaux (2) et (3) (qui confirment la prévision de Lee et Yang et apportent des données nouvelles). Nous donnons ainsi le taux de polarisation longitudinale des β^- et β^+.

Si l'on rejette l'hypothèse 2 des Notes précédentes (1), les G_X, G'_X de (3 — I) sont complexes. Pour un moment angulaire $k = 0$ (non) emporté par la paire électron-antineutrino (ou positon-neutrino), on obtient le « facteur de correction » qui correspond aux transitions $0 \rightarrow 0$, non

$$(1) \quad C_{0,0}(W) \mp = \{ L_0[|G_S|^2 + |G'_S|^2| + G_V|^2 + |G'_V|^2 + i(G_S G'^{*}_V - G'_S G^{*}_V - \text{c.c.})] \\ \pm P_0[G_S G^{*}_V + G'_S G'^{*}_V + \text{c.c.} + i(G_S G'^{*}_S + G_V G'^{*}_V - \text{c.c.})]\} \left| \int 1 \right|^2.$$

D'où

$$(F_1) \qquad G_S G^{*}_V + G'_S G'^{*}_V + \text{c.c.} + i(G_S G'^{*}_S + G_V G'^{*}_V - \text{c.c.}) = 0.$$

Pour $k = 1$ (non), qui correspond aux transitions $\Delta J = 1$, non, $C_{1,1}(W)$ s'obtient en remplaçant dans (1) $\int 1$ par $\int \vec{\sigma}$, S par T et V par A, d'où

$$(F_2) \qquad G_T G^{*}_A + G'_T G'^{*}_A + \text{c.c.} + i(G_T G'^{*}_T + G_A G'^{*}_A - \text{c.c.}) = 0.$$

Le facteur correctif des transitions $\Delta J = 0$, non (sauf $0 \rightarrow 0$) est $C_{0,0} + C_{1,1}$.

Enfin, les transitions $\Delta J = 0$ ou 1, oui, conduisent à

$$(K) \qquad G_V G^{*}_T + G'_V G'^{*}_T + \text{c.c.} \mp i(G_T G'^{*}_T + G_V G'^{*}_V - \text{c.c.}) = 0,$$

c'est-à-dire en utilisant les spectres β^- et β^+ :

$$G_T G'^{*}_T + G_V G'^{*}_V - \text{c.c.} \approx 0 \qquad \text{et} \qquad G_V G^{*}_T + G'_V G'^{*}_T + \text{c.c.} \approx 0.$$

En fait, toute expression telle que (3-I), invariante par les transformations

de Lorentz propres (réflexions exclues) est aussi invariante par les opérations simultanées suivantes : (*a*) symétrie spatiale; (*b*) renversement du temps; (*c*) conjugaison des charges [*cf.* ([4])]. En rejetant l'invariance par (*a*) et conservant celle par (*b*), on rejette donc celle par (*c*), ce qui pourrait conduire à des différences (très petites) pour les masses et les périodes d'une particule. et d'une antiparticule.

Conserver l'invariance par (*c*) implique que les rapports G'_X/G_X sont imaginaires purs, et ceci est exclu par le résultat expérimental ([2]) sur ^{60}Co et ([3]) sur la désintégration du muon. En effet, Lee et Yang ont montré que avec H(3-I), pour des noyaux orientés, le nombre d'électrons faisant un angle Θ avec la direction de cette orientation est proportionnel à $1 + \alpha \cos\Theta$.

Pour une transition $J \rightarrow J - 1$ (cas de $^{60}C_0$), $\alpha = \beta \langle J_z \rangle / J$: si tous les noyaux étaient orientés, on aurait

$$\alpha = \beta = \frac{2p}{W} \operatorname{Re}\left[G_T G_T'^{\star} - G_A G_A'^{\star} + i\frac{\alpha Z}{p}(G_A G_T'^{\star} + G_A' G_T^{\star}) \right]$$
$$\times \{ |G_T|^2 + |G_A|^2 + |G_T'|^2 + |G_A'|^2 + \gamma_0 W^{-1}(F_2) \}^{-1}.$$

Avec l'hypothèse 2, en tenant compte de la figure (1-I) qui exprime les conditions (F_1), (F_2), (K) : $\beta = (p/W) \sin 2\theta$, θ étant l'angle de cette figure.

Or $\langle p/W \rangle = \langle v_e/c \rangle \approx 0{,}6$ ici pour les électrons observés ($E_0 = 0{,}31$ MeV) et l'expérience donne

(3) $$\underline{\beta \approx -0{,}6}, \qquad \text{d'où} \quad \theta \approx \frac{3\pi}{4}$$

et

(4) $$G_T' \approx -G_T, \qquad G_S' \approx -G_S, \qquad G_A' \approx G_A, \qquad G_V' \approx G_V.$$

Au contraire, en admettant l'invariance par (*c*), on aurait

$$\beta = 2\alpha Z W^{-1}(G_A C_T - C_A G_T)\{ |G_T|^2 + |C_T|^2 + |G_A|^2 + |C_A|^2 \}^{-1} \qquad \text{avec les } C = -iG'.$$

où $\langle 2\alpha Z W^{-1} \rangle \approx 0{,}33$ seulement dans ([2]), et est nul pour la désintégration du muon : Z (final) = 0, alors qu'une valeur de α notable a été mesurée ([3]).

Si (4) est strictement vérifiée, la fonction d'onde ψ de l'électron n'intervient dans H que par la combinaison $(1 + \gamma_5)\psi$ ([5]).

En général, on peut décomposer ψ en

$$\psi_d = \frac{1 - \gamma_5}{2}\psi, \qquad \psi_g = \frac{1 + \gamma_5}{2}\psi;$$

orthogonales :

$$\psi_d = \frac{1}{2}(\psi_1 - \psi_3, \psi_2 - \psi_4, \psi_3 - \psi_1, \psi_4 - \psi_2) \equiv (-d_1, -d_2, d_1, d_2),$$

$$\psi_g = \frac{1}{2}(\psi_1 + \psi_3, \psi_2 + \psi_4, \psi_3 + \psi_1, \psi_4 + \psi_2) \equiv (g_1, g_2, g_1, g_2)$$

ont, en fait, chacune deux composantes. En combinant l'équation de Dirac : $(\vec{\alpha}\cdot\vec{p} + W - \beta m_0)\psi = 0$, avec celle qui s'en déduit en multipliant par γ_5, et

en tenant compte de

$$\vec{\alpha} = \gamma_5 \vec{\sigma} = \vec{\sigma} \gamma_5, \qquad \gamma_5 \psi_d = -\psi_d, \qquad \gamma_5 \psi_g = \psi_g,$$

on obtient pour d et g le système d'équations :

$$(5) \qquad \begin{cases} (-\vec{\sigma}.\vec{p} + \mathrm{W})\, d + m_0 g = 0, \\ (\vec{\sigma}.\vec{p} + \mathrm{W})\, g + m_0 d = 0. \end{cases}$$

Dans le cas $m_0 = 0$ du neutrino :

$$(6) \qquad \begin{cases} (-\vec{\sigma}.\vec{q} + q)\, \delta = 0, \\ (\vec{\sigma}.\vec{q} + q)\, \gamma = 0, \end{cases}$$

les deux états δ et γ restent indépendants au cours du mouvement, δ correspondant à un spin dans le sens de la propagation, γ à un spin dans le sens opposé.

Substituant $\psi = \psi_d + \psi_g$, $\varphi = \varphi_d + \varphi_g$ dans les covariants X formés avec les champs leptoniques, on obtient pour la partie β^-, compte tenu de $(\psi_d, \varphi_g) = 0$, $(\psi_d, \gamma_4 \varphi_d) = 0$:

$$\begin{array}{lll} \mathrm{S} : & -2(d^\star\gamma + \underline{g^\star\delta}); & \\ \mathrm{V} : & 2(d^\star\delta + \underline{g^\star\gamma}); & 2(d^\star\sigma_i\delta - \underline{g^\star\sigma_i\gamma}); \\ \mathrm{T} : & -2(d^\star\sigma_i\gamma + \underline{g^\star\sigma_i\delta}); & -2(d^\star\sigma_i\gamma - \underline{g^\star\sigma_i\delta}); \\ \mathrm{A} : & 2(d^\star\sigma_i\delta + \underline{g^\star\sigma_i\gamma}); & 2(d^\star\delta - \underline{g^\star\gamma}); \\ \mathrm{P} : & & -2(d^\star\gamma - \underline{g^\star\delta}). \end{array}$$

H(3-I) vérifiant (4) s'obtient en conservant seulement les termes en g, soulignés (mêmes termes dans S et P, dans V et A). Il est alors évident que, en sommant sur les états indépendants δ, γ non observés *on n'a pas de termes d'interférence entre* V, A *d'une part, et* S, T, P *de l'autre, à aucun ordre*. Si S, T, P entrent seuls dans l'interaction, il revient au même de dire que le neutrino est toujours dans l'état droit δ, et l'antineutrino dans l'état gauche γ ([6]), mais les données expérimentales sur la corrélation $\beta - \gamma$ ([7]) indiquent seulement

$$|G_A|^2 + |G'_A|^2 < 0,33\,(|G_T|^2 + |G'_T|^2).$$

Par contre, avec (4), seule g de l'électron ou d du positon ([6]) entre dans H.

Dans un état de mouvement, g et d sont couplés par (5), mais tendent à se séparer pour des énergies relativistes $\mathrm{W} \gg m_0 = 1$.

Nous obtenons en effet les probabilités d'émission $\mathrm{P}^+(\mathrm{W})$ et $\mathrm{P}^-(\mathrm{W})$ d'un électron émis avec un spin longitudinal dans le sens du mouvement, et dans le sens contraire, cet électron faisant l'angle θ avec l'antineutrino émis.

$$(7) \qquad \mathrm{P}^\pm(\mathrm{W})\, d\theta = \frac{\mathrm{W}pq^2}{4\pi^3} \frac{\sin\theta\, d\theta}{\mathrm{W}(\mathrm{W} \pm p)} \Big\{ \Big| \int 1 \Big|^2 [\,|G_V|^2 + |G_S|^2 \pm (|G_S|^2 - |G_V|^2)\cos\theta\,] + \Big| \int \vec{\sigma} \Big|^2 \Big[\,|G_A|^2 + |G_T|^2 \pm \frac{1}{3}(|G_A|^2 - |G_T|^2)\cos\theta \Big] \Big\}.$$

En prenant la moyenne sur θ :

$$(8) \qquad \frac{\langle P^+ \rangle}{\langle P^- \rangle} = (W + p)^2 \qquad (\approx 100 \text{ pour } E = 2\,\text{MeV}).$$

Pour un β^+, il suffit de changer W en $-W$ (sauf dans Wpq^2), ce qui inverse (8). (7) suppose les noyaux non orientés et (4) vérifiée, et néglige l'action du champ Coulombien, qui n'a pas d'influence sur (8).

(1) *Cf.* Notes I et II précédentes. (*Comptes rendus*, 244, 1957, p. 884-1031).

(2) C.-S. Wu et al., *Prépublication Columbia University*, AT-30-1, G.E.N.-72.

(3) R. K. Garwin et al., *Prépublication Nevis*-34.

(4) W. Pauli, *Niels Bohr and development of Physics*, 1955, p. 30.

(5) *Cf.* Note (I). Ceci est vrai que les G, G′ soient réels (hypothèse 2) ou non. Dans ce dernier cas, les conditions (F_1), (F_2), (K) sont encore vérifiées avec (4), mais il n'y a pas non plus invariance par (*c*).

(6) Pour l'antiparticule d'énergie W, on obtient des équations identiques à (5), en partant de (5) avec $-W$ et prenant

$$\hat{\psi}_g = C\psi_d^*, \qquad \hat{\psi}_d = C\psi_g^*.$$

(7) B.-N. Rustad et S.-L. Ruby, *Phys. Rev.*, 89, 1953, p. 880.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Complexes histamine-sels de thallium.*

Note de Mlle **Simone Hatem**, présentée par M. Christian Champy.

Le caractère neurotoxique du thallium trouverait une explication dans le fait que les sels de l'élément donnent avec les intermédiaires chimiques du système nerveux, et notamment avec l'histamine, des complexes de nature à déplacer la bande des nitrates dans l'ultraviolet et à perturber les équilibres électrochimiques.

Les systèmes binaires sels de thallium-histamine présentent, en solution aqueuse, des anomalies que nous avons tenté d'analyser par des mesures d'optique et d'électrochimie.

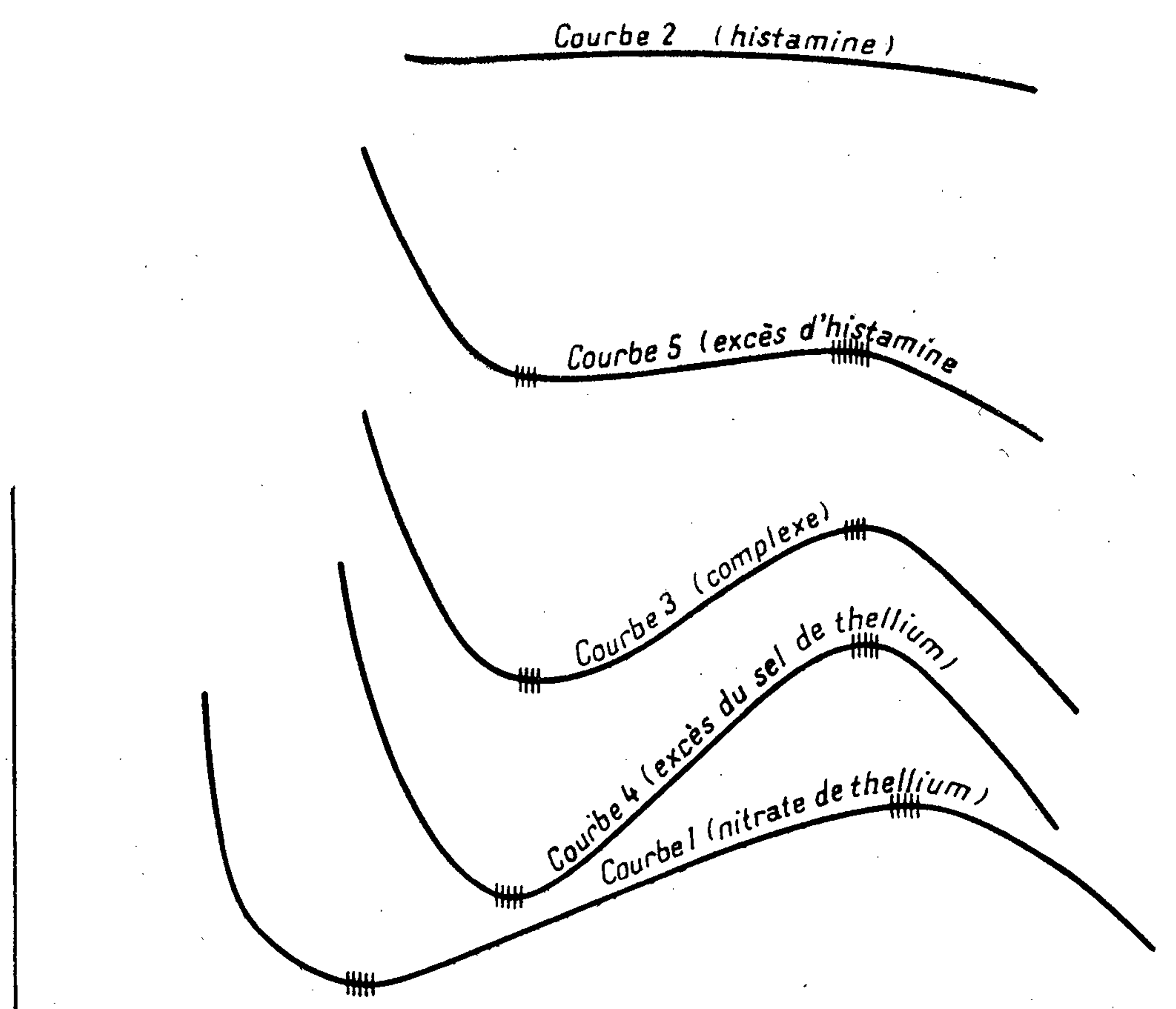
L'étude optique s'adresse tout d'abord à la méthode des variations continues appliquées à l'absorption lumineuse dans l'ultraviolet et comporte l'examen des sels suivants : nitrate, carbonate, acétate, sulfate de thallium en contact avec l'histamine.

L'appareil utilisé n'est autre que le spectrophotomètre électronique de Jobin et Yvon.

Les solutions équimoléculaires présentent un écart à la loi d'additivité et le maximum de cet écart calculé en fonction des concentrations relatives des constituants prises à volume constant, se situe à peu près au milieu de la courbe, ce qui laisserait prévoir la formation complexe NO_3Tl, $C_5H_9N_3$. Mais la courbe revêt la forme d'un dôme et ce maximum très aplati enlève tout caractère de précision aux mesures.

Cependant, l'étude du système nitrate de thallium-histamine s'est révélée très intéressante par l'examen de la bande des nitrates.

Si l'on introduit de l'histamine dans une solution de nitrate de thallium, on observe un déplacement et un rétrécissement de cette bande. Le déplacement va croissant au fur et à mesure que le mélange s'enrichit en histamine, pour atteindre un maximum lorsque les proportions des constituants sont équivalentes. Si l'on ajoute encore de l'histamine à ce mélange, on observe la bande au même endroit, mais la courbe s'aplatit et prend une allure de plus en plus voisine de celle de l'histamine pure en solution aqueuse, traduisant ainsi la présence d'un excès d'histamine dans un milieu renfermant le complexe en proportion maximum.



Les courbes ci-dessus représentent la densité optique col (I/I_0) en fonction de la longueur d'onde dans l'intervalle 2 600 à 3 200 Å où l'on observe la bande pour les mélanges nitrate de thallium M/20-histamine M/20; les concentrations varient de 0 à 100 % sous une épaisseur de 2 cm. Pour éviter un chevauchement, le zéro des ordonnées est déplacé pour chaque courbe quand l'origine des abscisses est fixe.

Les courbes 1 et 2 illustrent les solutions de nitrate de thallium et l'histamine purs; la courbe 3 le système où les deux constituants sont en proportions égales tandis que les deux autres courbes correspondent chacune à un mélange où l'un des constituants est en excès. Notons que l'histamine est beaucoup moins absorbante que chacun de ces mélanges.

L'existence du composé NO_3Tl, $C_5H_9N_3$ semble bien résulter de cet ensemble de choses. Par ailleurs, les altérations de la bande des nitrates où semble apparaître la déformation de l'anion NO_3 qui s'oriente au voisinage du cation complexe, font l'objet d'une étude plus poussée.

Nous avons appliqué les variations continues aux mesures électrochimiques. La courbe de conductivité tracée en fonction des concentrations présente un minimum et la courbe de pH une inflexion pour ce même mélange, ce qui vient étayer l'hypothèse du composé moléculaire.

La grande affinité du thallium pour l'histamine, vérifiée particulièrement parmi les amines nerveuses perturbant les équilibres physicochimiques des neurones, explique assez bien le caractère neurotoxique de cet élément.

(Faculté de Médecine de Paris.)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur la solubilité de l'oxygène dans le fer de haute pureté.* Note de M. **Raymond Sifferlen**, présentée par M. Georges Chaudron.

Dans une Note précédente [1], nous avons montré que la solubilité de l'oxygène dans le fer tendait à devenir nulle dans le cas d'un métal très pur et parfaitement recristallisé. La préparation, au laboratoire de Vitry, d'un fer purifié par la méthode de la zone fondue nous a permis de confirmer nos premiers résultats.

Les échantillons de fer étaient oxydés dans un mélange d'hydrogène et de vapeur d'eau en proportions convenables, afin d'obtenir une couche épaisse adhérente de protoxyde de fer. Puis on maintenait l'échantillon oxydé pendant trois jours dans le vide à la température à laquelle on désirait obtenir l'équilibre du fer et de l'oxygène. Après trempe des échantillons et élimination de la couche d'oxyde, le dosage de l'oxygène était effectué suivant la technique du microdoseur [2]. Les mesures étaient reproductibles à $\pm$ 0,0001 %.

Le fer purifié par la méthode de la zone fondue contient essentiellement comme impureté métallique 0,004 % de nickel, le taux des impuretés métalloïdiques est extrêmement bas, et pour l'oxygène on peut estimer qu'il est compris entre 0,0003 et 0,0006 %.

La teneur de ce fer en oxygène après saturation à 850° est voisine de 0,0006 %, ce qui est pratiquement identique à la teneur initiale.

Afin de déterminer l'influence de l'écrouissage et du recuit, nous avons saturé à 700° ce fer de zone fondue qui avait été écroui. Dans ces conditions, on retrouve pratiquement la teneur du métal initial, soit 0,0007 %. Ces résultats confirment qu'il n'existe aucune solubilité mesurable de l'oxygène dans le fer lorsque le métal est très pur et que, par suite, il est susceptible de recristalliser dans des conditions parfaites.

Traitement du métal avant saturation en oxygène.	Teneur du fer en oxygène après saturation à 700°, en poids %.
1° Fer électrolytique recuit à 880° C, sous hydrogène :	
a. 3 jours à 880° C	0,005$_0$
b. Ce métal écroui par un laminage de 45 %	0,006$_7$
2° Fer électrolytique recuit 24 h à 1 200° C	0,0024
Ce métal est écroui par laminage de 45 % :	
a. Métal écroui	0,003$_9$
b. Ce métal recuit 3 jours à 750° C	0,003$_3$
c. Métal *a* recuit 3 jours à 880° C	0,002$_4$
3° Fer de zone fondue, métal écroui initialement	0,000$_7$
4° Fer de zone fondue, métal saturé en oxygène à 850° C	0,000$_6$

Pour comparer ces résultats avec des fers de pureté moins grande, nous avons effectué dans la même série de dosages, des mesures de la teneur en oxygène, qui sont reportées sur le tableau ci-dessus. L'examen des valeurs obtenues montre le rôle des impuretés, mais également celui du traitement thermique.

(1) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2526.

(2) J. Talbot, Ph. Albert, M. Caron et G. Chaudron, *Rev. Mét.*, **50**, 1953, p. 817; J. Talbot, *Thèse*, Paris, 1955 et *Publ. Irsid*, série A, avril 1956, n° **137**.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence de la pureté et de l'état structural du fer sur son aptitude au chargement en hydrogène cathodique.* Note de M^{lle} **Simone Besnard** et M. **Jean Talbot**, présentée par M. Georges Chaudron.

D'après nos travaux antérieurs (1) on sait que le fer pur parfaitement recuit n'absorbe que très peu d'hydrogène cathodique. Dans cette Note, nous étudions ce phénomène avec du fer d'une pureté nouvelle obtenu par la méthode de la zone fondue.

Dans une première série d'essais, nous avons utilisé du fer industriel Armco qui a été recuit dans l'hydrogène pur et sec à la température de 850° pendant une ou plusieurs périodes de 24 h. Ce métal peut absorber, dans des conditions de saturation définies dans des publications antérieures (2), (3), un volume d'hydrogène de l'ordre de 40 cm³ pour 100 g. Ce fer relativement pur peut être polygonisé par un recuit très court dans l'hydrogène grâce au passage dans un four à gradient de température. Ce recuit supplémentaire de très courte durée ne modifie pas sensiblement la pureté chimique du métal, mais provoque une nouvelle répartition des

dislocations dans les réseaux de chacun des cristaux qui constituent l'échantillon. Ceux-ci se trouvent alors subdivisés en blocs qui peuvent être considérés comme ayant atteint un degré de perfection plus grand que le cristal initial. Nous avons constaté en effet que sur ces échantillons de fer Armco polygonisés, nous pouvions mesurer des absorptions qui ne dépassaient pas 10 cm³ pour 100 g.

Pour nous rendre compte du rôle des impuretés, nous avons effectué les mêmes mesures sur différents échantillons de fer de pureté croissante. Dans ces expériences avec du fer électrolytique ([3]) ou avec du fer électrolytique purifié dans notre laboratoire par la méthode de la zone fondue, nous avons observé des absorptions d'hydrogène très faibles. En particulier, avec le fer de zone fondue, on mesure des volumes de l'ordre de 5 cm³ pour 100 g.

Comme on le sait, l'état polygonisé s'obtient plus facilement avec ces fers très purs, soit en effectuant un recuit de 48 h à 870° dans l'hydrogène, après un écrouissage de 3 %, soit par un recuit effectué par passage dans un gradient de température ([4]). Dans les deux cas, il y a diminution de l'aptitude au chargement du fer pur, et l'on arrive même avec le métal de zone fondue à une teneur de 3 cm³ pour 100 g de métal.

Ces expériences mettent en évidence que l'absorption d'hydrogène est un test sensible, non seulement de la pureté chimique, mais également de la qualité de l'état structural.

On sait que certaines substances ajoutées au bain d'électrolyse, sulfure de sodium ou anhydride arsénieux par exemple, augmentent l'aptitude du fer au chargement en hydrogène. Il était intéressant de voir si ces phénomènes étaient susceptibles de modifier nos conclusions. On constate en effet que les quantités d'hydrogène absorbées sont alors plus élevées que dans les expériences précédentes (*voir* tableau), mais elles permettent toujours de classer dans le même ordre que précédemment les différents degrés de purification du fer. Dans le cas du métal de zone fondue, la teneur en hydrogène est toujours très faible.

	Hydrogène absorbé, cm³ pour 100 g de métal	
Nature du fer.	sans catalyseur.	en présence de catalyseur.
Fer Armco	40	115
Fer électrolytique	10 à 40	40
Fer électrolytique purifié par zone fondue.	3	3 à 5

L'état de surface du métal chargé est notablement modifié par la polygonisation. En effet, dans ce cas, le fer saturé d'hydrogène ne présente que très rarement des soufflures superficielles, tandis que dans le cas contraire on observe des soufflures très nombreuses réparties uniformément sur toute la surface.

([1]) J. Talbot, Ph. Albert, M. Caron et G. Chaudron, *Rev. Métallurgie*, 50, 1953, p. 817.
([2]) J. Duflot, *Thèse*, Paris, 1951 et *Publ. scient. techn. Aéronautique*, n° 265, 1952.
([3]) J. Talbot, *Thèse*, Paris, 1955, *Publ. Irsid*, série A, avril 1956, n° 137.
([4]) J. Montuelle, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 104.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Localisation de l'hydrogène dans le réseau du fer α.* Note de MM. **Jacques Plusquellec, Pierre Azou** et **Paul Bastien**, présentée par M. Albert Portevin.

La diffraction des rayons X permet de montrer que l'hydrogène se rassemble de préférence dans les défauts du réseau du fer α, en relation avec le système des plans {112}. Cette localisation permet d'expliquer plusieurs phénomènes reliés à la présence d'hydrogène dans ce métal.

Il est connu que la présence d'hydrogène dans le fer α entraîne, sous certaines conditions de température, de vitesse de déformations plastiques et d'écrouissage préalable, une baisse de la capacité de déformation du métal. Cette Note a pour objet de faire connaître le résultat des travaux effectués, par diffraction des rayons X, concernant la localisation de l'hydrogène dans le réseau.

La méthode employée par nous consiste en l'examen en retour d'une raie diffractée et focalisée, obtenue à partir du rayonnement X monochromatique K_α ou L_α fourni par une anticathode de Fe, Cr, Cu et W (L_α) respectivement pour l'étude des systèmes de plans {110}, {112}, {222} et {123}. Le matériau utilisé était un fer Armco dont le chargement en hydrogène fut réalisé électrolytiquement, après polissage également électrolytique de la surface de chargement.

En condition polycristalline, quelle que soit la grosseur du grain, il est apparu un élargissement des raies ou, suivant le cas, des taches de diffraction concernant les familles des plans {110}, {112} et {123}, tandis que les raies ou taches relatives à la famille des plans {222} sont restées parfaitement focalisées (*fig.* 1). Toutefois, dans le cas de grains très petits, un faible élargissement des taches {222} s'est manifesté, fait dû, selon nous, à l'interaction des grains.

Afin de nous assurer de la réversibilité du phénomène, un dégazage a été effectué sous vide à 200° C pendant 7 h, suivi d'un maintien à 300° C pendant 5 mn. Après un tel dégazage, la focalisation des taches {110}, {112} et {123} redevient excellente et ceci ne peut être attribué à l'effet thermique du traitement, car il est actuellement connu qu'un tel maintien en température ne permet pas la restauration du réseau du fer Armco. On peut, en conséquence, conclure que seule la présence de l'hydrogène perturbe la focalisation des raies et par suite la régularité des plans cristallographiques en cause.

Des monocristaux (5 mm) obtenus par la méthode de l'écrouissage critique qui comporte la recristallisation sous hydrogène sec à 880° C, ont été examinés de façon identique et il est apparu que les taches {112} présentent toujours un net élargissement qui disparaît par un chauffage sous vide à 600° C, mettant en évidence la présence d'hydrogène résiduel, d'ailleurs dosable (15-20 cm^3/100 g), dans les gros cristaux ainsi préparés.

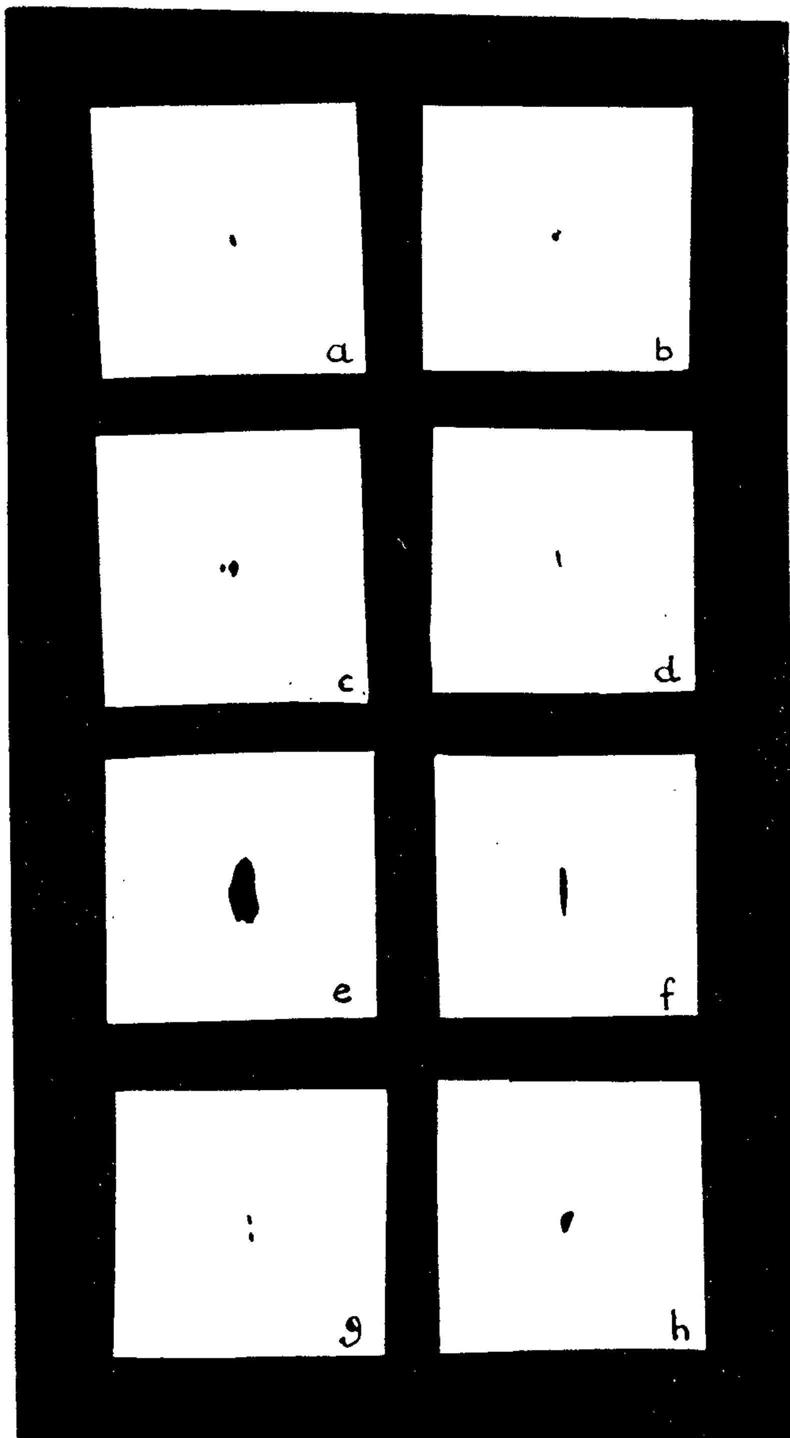


Fig. 1. — Fer Armco.

Avant chargement : (*a*) plans {222},
(*b*) » {110},
(*c*) » {112},
(*d*) » {123}.
Après chargement : (*e*) » {112},
(*f*) » {123}.
Après dégazage : (*g*) » {112},
(*h*) » {123}.

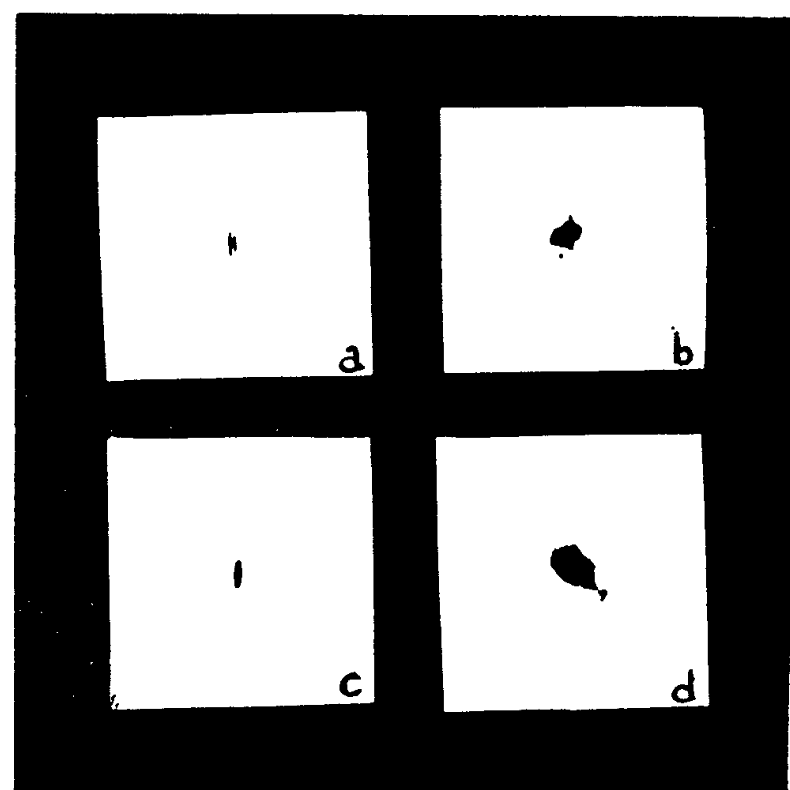


Fig. 2. — Fer Armco polygonisé.

(*a*) : Plans {222} avant chargement,
(*b*) : » {112} » »
(*c*) : » {222} après chargement,
(*d*) : » {112} » »

De plus, nous avons élaboré des structures polygonisées qui ont été étudiées par la méthode de diffraction décrite ci-dessus. Dans de telles structures, les taches {112} sont particulièrement altérées, les taches {222}

et {110} restant bien focalisées. On peut penser, dans ces conditions, que le phénomène de polygonisation pourrait s'effectuer par fragmentation du réseau laissant les plans de la famille {111} parallèles entre eux. Le chargement en hydrogène par électrolyse de ces structures polygonisées entraîne un élargissement très important des taches {112} (*fig.* 2).

En conséquence, il semble prouvé que l'hydrogène se rassemble de préférence dans les défauts du réseau en relation avec le système des plans {112} et vraisemblablement dans les dislocations relatives à ce système. Ceci n'est d'ailleurs pas en contradiction avec la théorie de la fragilisation précédemment indiquée par deux d'entre nous (1). Une telle localisation permet d'expliquer les phénomènes ci-après : absence de fragilité dans les métaux ne possédant pas les plans {112} comme plans actifs de glissement, accroissement de l'amortissement interne (2) déterminé sous faibles contraintes à partir d'écrouissages voisins de 8 %, lesquels, d'après des travaux récents (3), sont nécessaires pour déclencher le glissement suivant les plans {112} et disparition de la fragilité aux très basses températures (1) pour lesquelles les plans {112} ne sont plus actifs.

(1) P. Bastien et P. Azou, *Comptes rendus*, **229**, 1949, p. 549; **232**, 1951, p. 69.

(2) P. Bastien et P. Azou, *Comptes rendus*, **231**, 1950, p. 147.

(3) J. Pomey et Ch. Crussard, *Rev. Métallurgie*, **52**, 1955, p. 401.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur les structures de certains aciers au chrome-nickel.* Note de MM. **Jean Bourrat, Louis Colombier, Joseph Hochmann** et **Jean Philibert**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Il est connu que les aciers inoxydables ou réfractaires contenant de 18 à 25 % de chrome et de 5 à 20 % de nickel peuvent avoir, suivant les teneurs en chrome et en nickel et en autres éléments alphagènes ou gammagènes, une structure soit entièrement austénitique, soit mixte, austéno-ferritique. Dans ce dernier cas, la micrographie montre des îlots d'une des phases sur un fond constitué par la phase dominante.

Pour le cas particulier d'un acier contenant

$$C = 0,27\ \%, \qquad Ni = 4,9\ \%, \qquad Cr = 25\ \%$$

que nous étudions ici, la micrographie (*fig.* 1) montre une dispersion d'îlots d'austénite sur un fond de ferrite, observé dans un échantillon traité à 1250° et refroidi à l'eau.

La distinction entre les deux constituants est possible par une attaque avec certains réactifs : une méthode élégante consiste à faire sur la surface polie, par chauffage à l'air, une oxydation ménagée qui provoque une

coloration différente de la ferrite et de l'austénite, cette dernière étant plus fortement oxydée.

Cette diversité d'attaque est liée à la composition des deux phases : l'examen des diagrammes montre, en effet, que la ferrite et l'austénite en équilibre doivent avoir des teneurs différentes en divers éléments, les

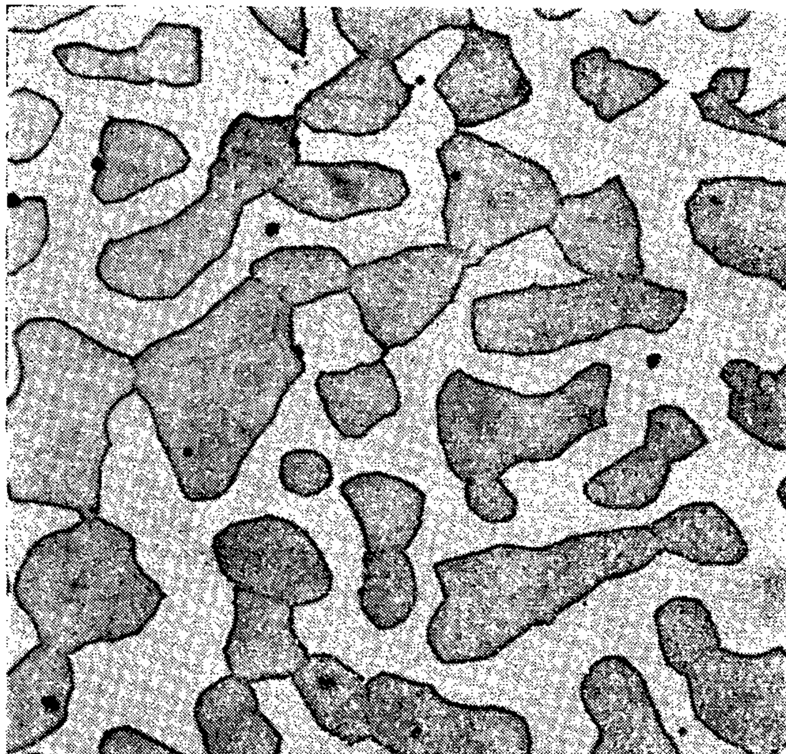


Fig. 1. × 100

éléments alphagènes s'enrichissant dans la ferrite et les éléments gammagènes, dans l'austénite. Mais, sinon dans des cas très particuliers, on n'a pas pu jusqu'ici déterminer la composition exacte des phases en présence.

Le microanalyseur à sonde électronique de Castaing, dont dispose maintenant l'Irsid et qui permet des analyses quasi ponctuelles, a rendu possible pour la première fois, la détermination dans chaque phase des teneurs en chrome et en nickel.

Nous avons ainsi trouvé, pour l'échantillon ci-dessus,

dans la ferrite :

$$Cr = 24{,}5\ \%, \qquad Ni = 4{,}5\ \%;$$

dans l'austénite :

$$Cr = 21{,}5\ \%, \qquad Ni = 6{,}5\ \%.$$

confirmant ainsi par voie expérimentale les conclusions tirées de l'étude des diagrammes.

Cette structure d'équilibre n'est pas, dans cet acier, la seule possible. Dans un échantillon chauffé dans un domaine de température où l'acier est entièrement à l'état δ (1350° C) puis refroidi très rapidement dans l'eau, nous avons observé que l'austénite (dont l'identité a été reconnue par l'analyse aux rayons X après retour à la température ambiante)

pouvait prendre un aspect très particulier que montre la figure 2. Elle s'est formée dans les joints intergranulaires et suivant des directions cristallographiques bien définies.

Il s'agit d'une sorte de transformation paramorphique très analogue à celle conduisant à la formation de la structure de Widmanstätten ou

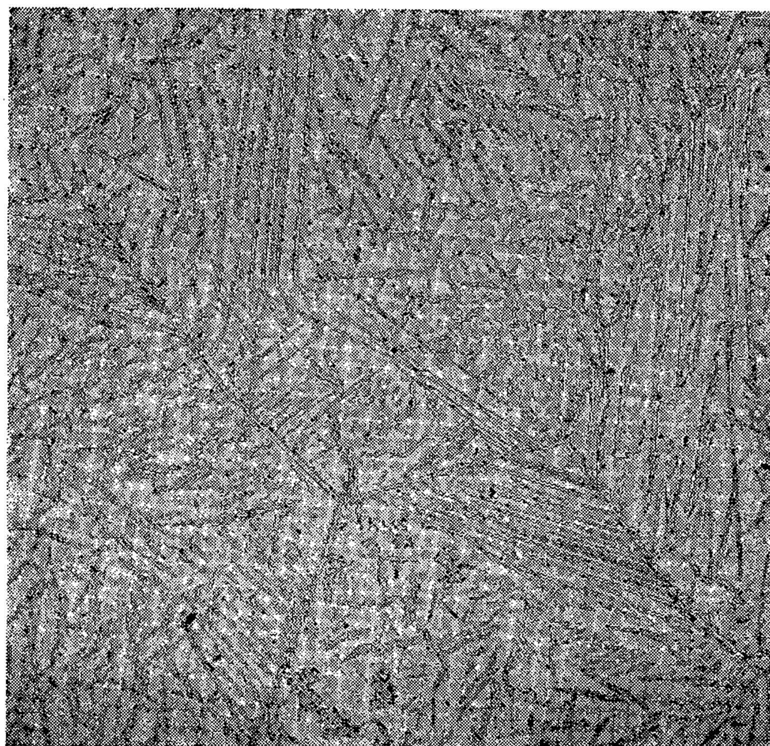


Fig. 2. × 20

de la ferrite aciculaire probainitique. Des structures du même type ont été observées antérieurement par K. Kuo [1]. En outre nous avons retrouvé, par analyse cristallographique, les relations classiques de Nishiyama :

$$(111)_\gamma \;//\; (110)_\delta \quad \text{et} \quad [\bar{2}11]_\gamma \;//\; [\bar{1}10]_\delta.$$

Mais dans ce cas, le plan d'habitat est le plan $(223)_\delta$.

Le microanalyseur à sonde électronique a montré, cette fois, que les teneurs en chrome et en nickel des deux phases étaient strictement identiques. La teneur en carbone n'a pas pu être déterminée, mais nous sommes fondés à penser que la phase austénitique ne peut être stable que par suite d'un enrichissement en cet élément.

Étudiant l'influence de la vitesse de refroidissement, nous avons pu montrer l'existence d'une vitesse critique au-dessus de laquelle la ferrite δ est maintenue sans transformation. Pour des vitesses plus faibles, l'austénite apparaît, au cours du refroidissement, à partir de germes qui semblent résider dans les contours des grains et, plus généralement, dans les défauts du réseau notamment dans les sous-joints. Au cours de la croissance, les blocs d'austénite s'alignent en donnant l'aspect micrographique signalé.

L'existence d'une vitesse critique montre que le phénomène doit être lié à une diffusion du carbone, mais la germination en des points bien particuliers du réseau peut faire penser à un enrichissement antérieur,

préexistant déjà dans la ferrite, phénomène qui peut s'interpréter par une déshomogénéisation analogue à celles que certains d'entre nous ont pu décrire dans des austénites ou des ferrites (2).

Rappelons que cette théorie suppose, dans les solutions solides, une concentration (positive ou négative) d'éléments dans les joints des grains ou des sous-grains et au niveau de toutes les imperfections du réseau. Elle explique bien un assez grand nombre d'observations aussi bien pour les métaux ferreux que non ferreux. Dans le cas présent, elle permettrait de comprendre la naissance rapide des aiguilles d'austénite dans la masse de ferrite.

Quel que soit toutefois le sort de cette hypothèse, nos expériences ont apporté des précisions sur les compositions de la ferrite et de l'austénite en équilibre dans un acier à deux phases et conduit à l'observation d'un mode de formation de l'austénite à partir d'une ferrite δ, dans lequel cet équilibre n'est pas réalisé.

(1) *J. Ir. and Steel Inst.*, **176**, 1954, p. 433 et **181**, 1955, p. 135.
(2) L. COLOMBIER et J. HOCHMANN, *Comptes rendus*, **233**, 1951, p. 176.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Sur la cinétique de l'inflammation des mélanges de propane et d'oxyde azoteux.* Note de MM. **Michel Destriau** et **Paul Laffitte**, présentée par M. Paul Pascal.

Un certain nombre de résultats expérimentaux permettent de supposer que l'étape initiale de la réaction de combustion du propane dans l'oxyde azoteux est la dissociation de ce gaz en molécules d'azote et atomes d'oxygène, ce qui permet, d'autre part, d'interpréter certains caractères de la réaction étudiée (absence de flammes froides et de flammes à longs retards) et l'influence catalytique de l'oxyde de nickel.

Nous avons étudié par la méthode statique l'auto-inflammation des mélanges de propane et d'oxyde azoteux dans un réacteur en silice transparente maintenu à température constante. Un manomètre différentiel à membrane de quartz permettait, à l'aide d'un dispositif optique, d'enregistrer photographiquement les variations de pression des gaz, préalablement introduits dans le réacteur à l'aide d'un robinet manœuvré électriquement. L'oxyde azoteux utilisé était exempt d'oxygène et de tout oxyde supérieur d'azote; le propane était à 99 % de pureté, l'impureté consistant principalement en isobutane.

Les températures d'auto-inflammation ont été déterminées en fonction de la pression pour les mélanges contenant 2, 5, 7, 13, 35, 50, 65 et 120 moles de N_2O pour 1 mole de C_3H_8. Les courbes de la figure 1 représentent les résultats expérimentaux pour les mélanges à 5, 13 et 35 N_2O. Au-dessus de chacune de ces courbes se trouve le domaine des flammes normales du mélange considéré. Aucune flamme froide, ni aucune flamme à long retard n'a pu être

décelée, quoique les observations et enregistrements aient été faits pour les mélanges et dans les régions où l'on aurait eu le plus de chance de les observer, et pendant des temps suffisamment longs. Enfin aucun domaine de basses températures, analogues à celui signalé pour les mélanges H_2/N_2O ([1]), n'a pu être mis en évidence.

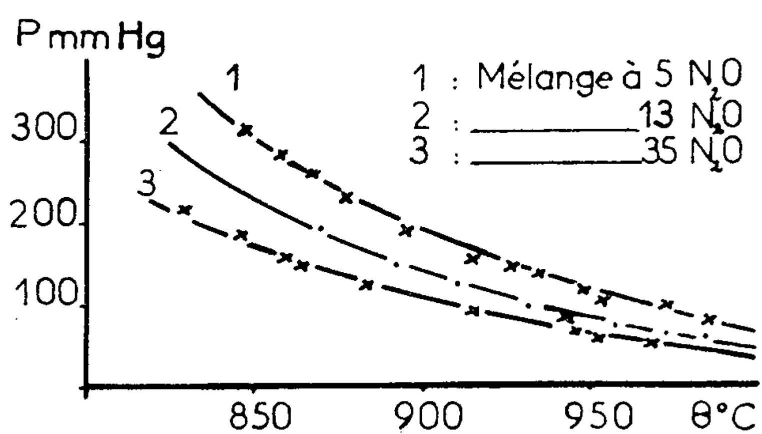


Fig. 1.

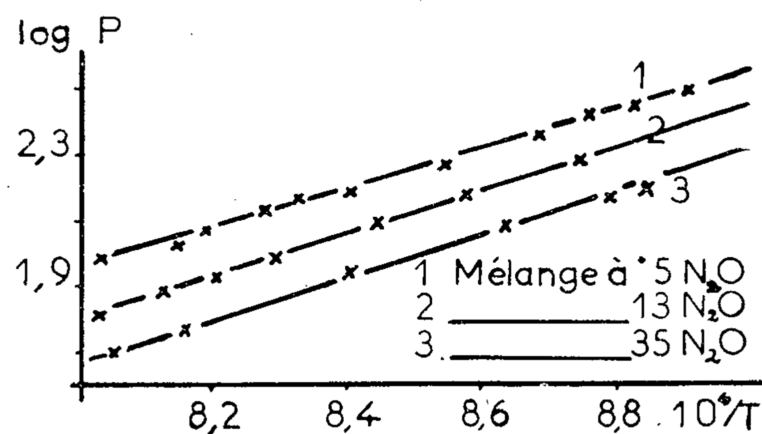


Fig. 2.

Les résultats précédents satisfont à la relation linéaire (*fig.* 2) :

$$\log p = \frac{A}{T} + B,$$

où p désigne la pression, T la température absolue et dans laquelle le coefficient A est lié à l'énergie d'activation E et à l'ordre n de la réaction. Si l'on admet que l'étape initiale de la réaction entre l'acide azoteux et le propane est la dissociation de N_2O, on obtient pour celle-ci les valeurs $n = 2$ et $E = 57{,}8$ Kcal, cette dernière étant très voisine de la valeur $E = 58{,}4$ Kcal, obtenue pour la dissociation de N_2O pur dans le même domaine de pressions et de températures ([2]). De plus, ce fait que l'étape initiale de la combustion de

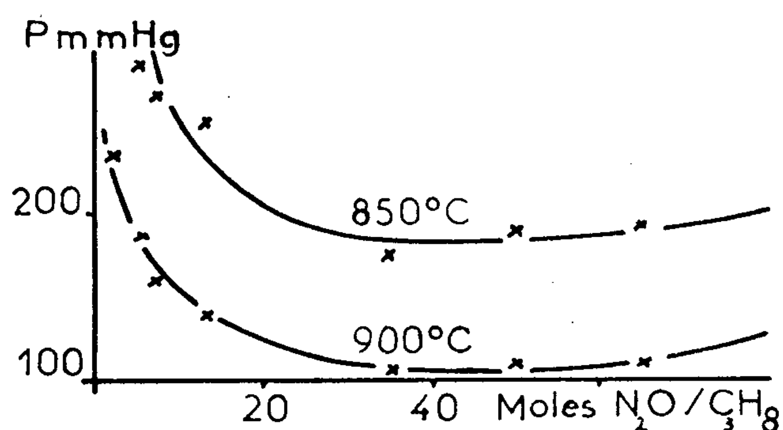


Fig. 3.

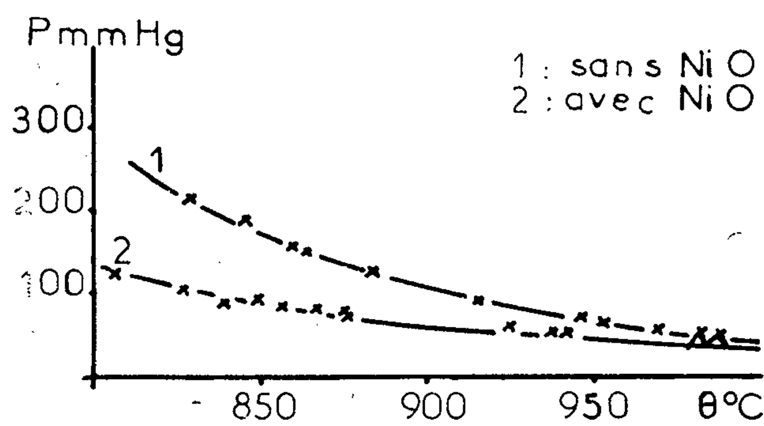


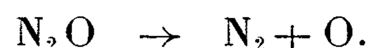
Fig. 4.

C_3H_8 dans N_2O est la dissociation de l'oxyde azoteux est confirmé par les résultats suivants. D'après la figure 3 donnant, pour quelques températures, les pressions minimum d'inflammation en fonction de la concentration, on voit que le mélange brûlant le plus facilement contient un très grand excès de N_2O (près de 40 moles de N_2O pour une de C_3H_8), résultat d'autre part très différent de celui obtenu par inflammation électrique ([3]). Dans ce dernier cas,

d'ailleurs, la dissociation de N_2O précédant la combustion aurait lieu suivant le schéma :

$$N_2O \rightarrow NO + \ldots,$$

tandis que la dissociation thermique se produit suivant le mécanisme (4), (5) :



$$N_2O \rightarrow N_2 + O.$$

Ce dernier schéma permet d'une part d'expliquer pourquoi les mélanges N_2O/C_3H_8 ne donnent ni flammes froides, ni flammes à longs retards. En effet, les atomes d'oxygène provenant de la dissociation de N_2O réagissent très certainement avec le propane au fur et à mesure de leur formation, avant même de se recombiner sous forme de molécules d'oxygène susceptibles de donner les peroxydes qui sont à l'origine des flammes froides lesquelles, par conséquent ne peuvent prendre naissance. D'autre part, on sait que les flammes à longs retards sont dues à de l'oxyde de carbone; or en présence d'atomes d'oxygène provenant de la dissociation de N_2O, il est bien évident que l'on ne peut pas avoir accumulation d'oxyde de carbone, d'où l'impossibilité de flammes à longs retards (5).

Ainsi donc les mélanges N_2O/C_3H_8, ne pouvant donner ni flammes froides, ni flammes à longs retards, sont susceptibles de donner seulement lieu à des flammes normales à des températures relativement élevées (comme on l'a vu sur la figure 1) et vraisemblablement suivant le même mécanisme dans toute la région étudiée. Par exemple sous la pression de 236 mm de mercure la température d'auto-inflammation du mélange $2\,N_2O + C_3H_8$ est 900° C, celle du mélange $C_3H_8 + O_2$ est 450° C (6) et celle d'un mélange de 6 vol d'air pour un de propane est voisine de 600° C (7). Mais en favorisant la dissociation de N_2O à l'aide d'un catalyseur convenable (8) on abaisse les températures critiques d'auto-inflammation des mélanges C_3H_8/N_2O. Ainsi la figure 4 donne les courbes d'auto-inflammation du mélange $C_3H_8 + 35\,N_2O$ d'une part en phase homogène et d'autre part en présence d'oxyde de nickel bivalent (semi-conducteur *p*). Dans ce cas, et il en est de même pour toutes les autres concentrations étudiées, on constate qu'à des températures suffisamment élevées pour que la dissociation de N_2O soit totale, les pressions critiques sont les mêmes en phase homogène qu'en présence de catalyseur.

(1) C. P. Fenimore et J. R. Kelso, *J. Amer. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 3706.

(2) C. N. Hinshelwood et R. E. Burk, *Proc. Roy. Soc.*, A, 106, 1920, p. 284.

(3) G. Pannetier et A. Sicard, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1516.

(4) F. Kaufman, N. J. Gerri et R. E. Bowman, *J. Chem. Phys.*, 25, 1956, p. 106.

(5) C. E. H. Bawn, *Trans. Far. Soc.*, 31, 1935, p. 461.

(6) D. M. Newitt et L. S. Thornes, *J. Chem. Soc.*, 1937, p. 1656.

(7) D. T. A. Townend et E. A. L. Chamberlain, *Proc. Roy. Soc.*, A, 154, 1936, p. 95.

(8) J. Hasid, M. Destriau, H. James, B. Imelik et P. Laffitte, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2944.

(*Sorbonne, Laboratoire de Chimie Générale.*)

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Action de l'ammoniac sur les halogénures d'alcoyle.*
Note de Mlle **Simone Henchoz** et MM. **Robert Sauterey** et **Jean Amiel**, présentée par M. Paul Pascal.

La réaction de l'ammoniac sur divers chlorures et bromures d'alcoyle a été suivie par argentimétrie. Cette réaction est du deuxième ordre. Les bromures réagissent beaucoup plus rapidement que les chlorures. Pour les bromures la réaction est de moins en moins rapide dans l'ordre suivant : benzyle, allyle, éthyle, propyle, butyle.

Dans le cadre des études entreprises par l'un de nous sur la coupure des esters par les bases azotées [1], nous avons étudié l'action de l'ammoniac sur différents halogénures d'alcoyle.

Cette réaction classique conduit ici à l'amine dérivée de l'alcool, et de façon plus précise, au chlorhydrate de l'amine. Cette formation d'un chlorure nous permet d'ailleurs de suivre très simplement l'évolution de la réaction en dosant l'ion chlore formé.

Le solvant modifie considérablement la vitesse de la réaction. Des essais préliminaires ont montré que pour les mélanges eau-éthanol utilisés comme solvant la vitesse allait en décroissant constamment de l'eau pure à l'éthanol pur. Mais les halogénures d'alcoyle sont très peu solubles dans les solutions hydroalcooliques; aussi, pour pouvoir utiliser des solutions de concentrations de l'ordre de M/10 homogènes, nous avons toujours travaillé en utilisant l'alcool absolu comme solvant.

A cette réaction, nous savons que peut venir s'ajouter l'action de l'amine sur l'halogénure pour former une amine secondaire. Cette réaction est plus rapide que celle de l'ammoniac [2], mais nous n'avons pas tenu compte de cette seconde réaction en nous limitant toujours à l'étude du début de la réaction (la première moitié).

Nous avons opéré de la façon suivante :

Un volume connu d'alcool contenant des quantités connues d'ammoniac et de l'halogénure étudié est placé dans un tube de verre bouché plongeant dans un thermostat réglé à $\pm 1/10^\circ$ de degré. Comme température de travail nous avons choisi une température de 40° de façon à avoir toujours une vitesse appréciable, même pour les halogénures réagissant lentement. Sur des prélèvements effectués à des intervalles de temps réguliers, on dose l'ion halogène formé par argentimétrie grâce à la méthode classique de Mohr.

Les résultats expérimentaux ci-dessous ont trait au chlorure d'allyle, pour deux concentrations du milieu réactionnel. Les constantes de vitesses K_2 ont été déterminées par la formule classique :

$$K_2 = \frac{1}{t(b-a)} \operatorname{Log} \frac{a(b-x)}{b(a-x)},$$

où a et b représentent les concentrations initiales de l'halogénure et de l'ammoniac et x le nombre de molécules d'halogénure ayant réagi. Dans la suite des résultats les constantes de vitesses seront toujours données en prenant pour unités la molécule, le litre et la minute comme unité de temps.

1° $a = 0,1$ mol/l, $b = 0,114$ mol/l.

Temps (h).	x.	% de chlorure ayant réagi.	K_2.
24	0,00392	3,92	$26,5.10^{-5}$
72	0,0098	9,8	22,5 »
96	0,01175	11,75	20,6 »
144	0,01662	16,62	20 »
240	0,0255	25,5	20,5 »
288	0,0294	29,4	21 »
312	0,0314	31,4	20,7 »

2° $a = 0,3$ mol/l, $b = 0,304$ mol/l.

Temps (h).	x.	% de chlorure ayant réagi.	K_2.
24	0,02157	7	$23,4.10^{-5}$
72	0,0588	16	20,3 »
96	0,0764	25,5	20,7 »
120	0,096	32	22,5 »
144	0,108	36	22,3 »

On constate qu'après une première période (environ 10 % de la réaction), au cours de laquelle la constante d'ordre 2 décroît, la réaction est d'ordre 2 jusqu'aux environs de la demi-réaction. Si l'on poursuit les mesures au-delà, la constante de vitesse semble augmenter; nous avons vu que ce phénomène est dû à la réaction simultanée, et plus rapide, de l'amine formée sur le chlorure d'allyle.

Ces résultats se retrouvent pour tous les halogénures étudiés.

Nous avons travaillé avec une série de bromures, le brome étant toujours fixé à un carbone primaire. Nous avons obtenu les résultats suivants :

Halogénure.	K_2 (mol/l/mn).	Halogénure.	K_2 (mol/l/mn).
Bromure de benzyle...	$32 .10^{-3}$	Bromure de propyle...	$0,20.10^{-3}$
» d'allyle......	11 »	» de butyle....	0,18 »
» d'éthyle......	0,38 »		

Les doubles liaisons et le noyau benzénique, situés au voisinage de l'halogène, accélèrent la réaction. Pour les carbures aliphatiques à chaînes non ramifiées, l'allongement de la chaîne se traduit par un faible ralentissement de la réaction. Dans le cas de chaînes ramifiées, ou lorsque le brome est fixé sur un carbone secondaire, la réaction est beaucoup plus lente, et ne peut pratiquement plus être suivie à cette température par cette méthode.

Pour les chlorures, les premiers termes de la série aliphatique sont trop volatils, et nous ne pouvons pas travailler à cette température de 40°. Nos résultats portent sur les chlorures de benzyle et d'allyle, pour lesquels nous avons trouvé respectivement des constantes de vitesse du second ordre de 62.10^{-5} et 20.10^{-5}.

Les résultats obtenus sur les bromures se retrouvent pour les chlorures, mais les vitesses sont beaucoup plus faibles. Pratiquement la constante de vitesse de la réaction de l'ammoniac sur un chlorure est environ 50 fois plus petite que celle de la réaction avec le bromure correspondant.

Ces premiers résultats vont nous permettre de poursuivre l'étude de l'influence de la structure de la chaîne carbonée sur la réaction de ces halogénures avec l'ammoniac, et de comparer cette réaction avec celle qui se produit avec les esters et conduit aux amides.

(1) R. Sauterey, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 990; 238, 1954, p. 1018; 238, 1954, p. 1504; 238, 1954, p. 2234.

(2) J.-A. Gautier, F. Pellerin et Motoharu Tanaka, Communication à la *Société Chimique de France* le 14 décembre 1956.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Action du sodium sur la pyridine.*

Note (*) de M. **Ralph Setton**, présentée par M. Louis Hackspill.

Le sodium réagit avec la pyridine pour donner un composé qui, par perte d'hydrogène à la température d'ébullition de la pyridine, donne 36 % d'α- et 56 % de γ-pyridylsodium.

Le fait que le sodium réagit avec la pyridine est connu depuis les travaux de Emmert (1). Cet auteur avait remarqué que le lithium ou le sodium, mis au contact de la pyridine bien sèche, donnent des composés du type $(C_5H_5N)_2.Na$ dont la couleur foncée, à l'état solide ou en solution, n'est pas sans rappeler les « métaux-ammonium ». Toujours d'après Emmert, ce composé, chauffé sous 15 mm à 130°, abandonne une molécule de pyridine pour donner $C_5H_5N.Na$, la dernière molécule de solvant ne pouvant être enlevée car le composé charbonne à partir de 250°. Il en est exactement de même pour le composé similaire de lithium.

Plus tard, C. R. Smith (2) utilisa la solution de Na dans C_5H_5N pour préparer plusieurs dipyridyls isomères; il obtenait ces produits par passage d'air sec dans la solution préalablement chauffée pendant 10-16 h à 114-115°. Comme Emmert, il attribua la formation des dipyridyls à l'existence de « tétrahydropyridyls » donnant les dipyridyls par oxydation. Dans son Mémoire, Smith assure qu'il n'y a aucun départ de gaz durant le chauffage à 115°. De plus, il affirme que l'on n'observe pas de formation de dipyridyls lorsqu'on utilise l'iode élémentaire I_2 pour oxyder la solution.

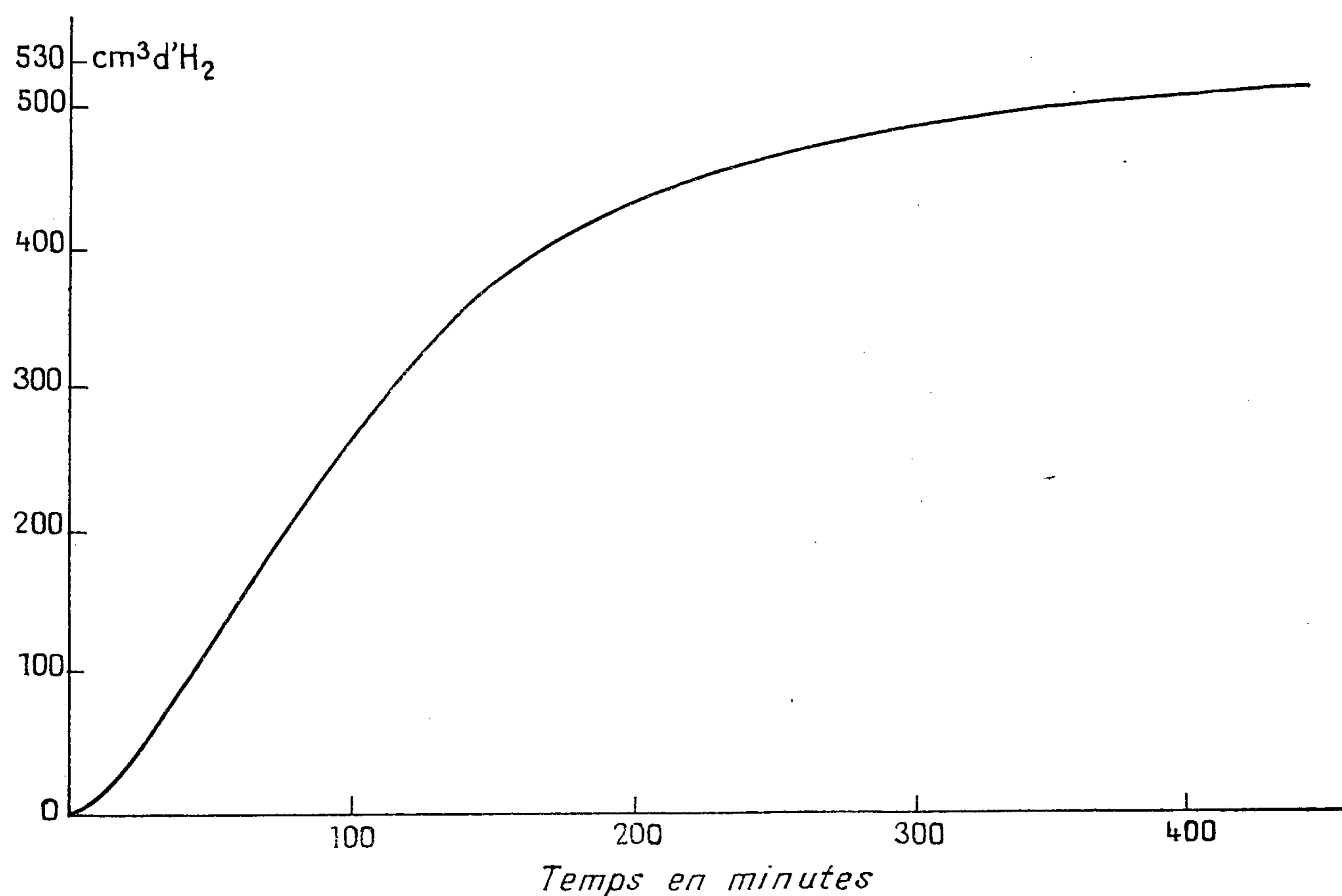
Nous avons repris les expériences de ces deux auteurs avec le sodium. Les résultats obtenus peuvent se résumer ainsi :

1° Le sodium se dissout à froid et immédiatement dans la pyridine, à condition que le solvant soit parfaitement sec;

2° La solution (ou suspension) ainsi obtenue perd, plus ou moins rapidement suivant la température, une quantité d'hydrogène équivalente au sodium mis en œuvre. Il se forme en même temps des pyridyls-sodium isomères, de formule $C_5H_4N.Na$, assez solubles à chaud;

3° Par l'action du brome sur cette suspension de pyridyls-sodium, on obtient un mélange d'isomères de dipyridyls. L'oxygène n'est absolument pas nécessaire à la réaction.

Voici un exemple : 1 g de sodium (0,044 at.-g) est ajouté à 100 g de pyridine, desséchée par distillations fractionnées répétées, contenus dans un ballon à deux cols rodés portant une ampoule à brome et un réfrigérant à reflux dont l'extrémité est reliée à un gazomètre à mercure permettant de mesurer la quantité d'hydrogène qui sera dégagée. Le dégagement gazeux est perceptible dès la troisième minute après le début de l'ébullition.

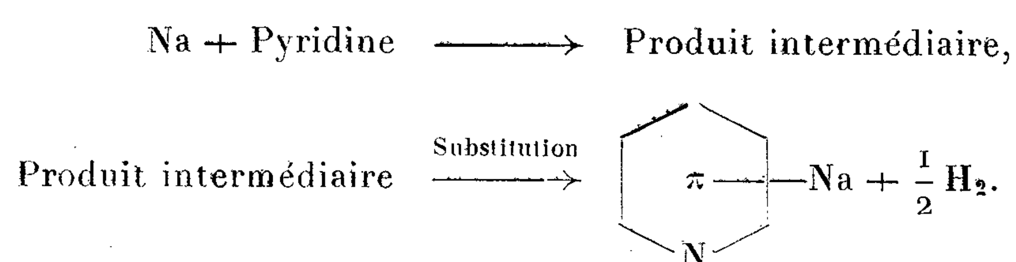


Départ de l'hydrogène en fonction du temps.

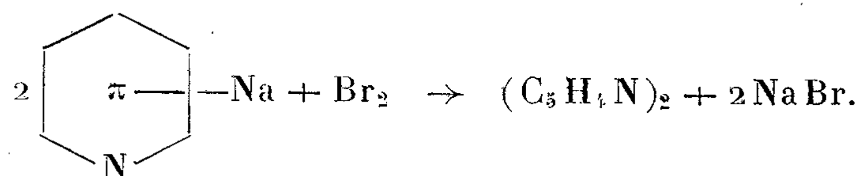
Sa vitesse est maximum (3,1 ml/mn) aux environs de la 70e minute. Au bout de 3,5 h, la vitesse n'est plus que de 0,6 ml/mn; 9 h après le début de l'ébullition, la vitesse est de l'ordre de 0,28 ml/mn. Le volume de gaz recueilli à ce moment est de 530 ml, mesurés sous 742 mm et à la température de 20° C,

soit 0,0215 mole (*fig.* 1). La couleur de la suspension est alors d'un bleu indigo très foncé. Le refroidissement jusqu'à une température de 30-40° provoque une prise en masse presque totale. La suspension est alors traitée goutte à goutte par 3,5 g de brome (soit 0,044 at.-g), ce qui provoque un échauffement et la liquéfaction de la masse. Après avoir chassé l'excès de pyridine par distillation sous pression réduite, on isole du résidu 1,2 g (36 %) de α-dipyridyl (F 69°,5; picrate F 158°) et 1,9 g (56 %) de γ-dipyridyl (F 114°; picrate F 213°).

L'allure de la courbe montre bien que l'on a affaire à des réactions concomitantes, suivant le schéma



A la température d'ébullition du mélange, la substitution est pratiquement quantitative au bout de 9 h de chauffage, le rendement *global* étant d'environ 98 %. A peu près 36 % de la substitution se fait en α, et 56 % en γ, pour cette température. La formation de dipyridyls se fait par doublement des molécules de pyridyl-sodium, grâce au brome qui s'empare du métal pour former du bromure de sodium que l'on retrouve sous forme cristallisée.



Ces résultats montrent que le composé auquel Emmert attribuait la formule $C_5H_5N.Na$, doit s'écrire en réalité $C_5H_4N.Na$. Le départ d'hydrogène avait passé inaperçu d'autant plus facilement que le chauffage, à 130°, avait lieu dans le vide.

Par contre, les résultats de Smith sont plus difficiles à expliquer.

(*) Séance du 18 février 1957.

(1) B. Emmert, *Ber. der deutsch. Chem. gesel.*, 47, 1914, p. 2598-2601; 49, 1916, p. 1060-1062; 50, 1917, p. 31-35; B. Emmert et R. Buchert, *Ibid.*, 54 B, 1921, p. 204-209.

(2) *J. Amer. Chem. Soc.*, 46, p. 417; Brevet anglais n° 228 849 et Brevet français n° 579 456.

(*Laboratoire de Chimie Minérale A, Faculté des Sciences, Paris.*)

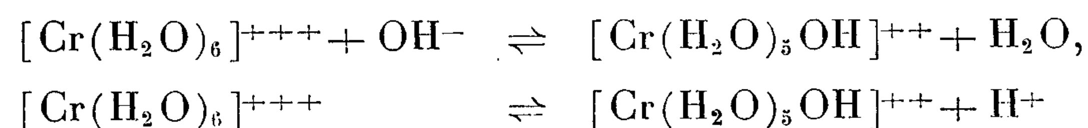
CHIMIE ANALYTIQUE. — *Étude potentiométrique de la formation rapide des complexes basiques de chrome.* Note (*) de Mlle **Berthe Charreton**, présentée par M. Louis Hackspill.

La constante de l'équilibre $[Cr(H_2O)_6]^{+++} \rightarrow [Cr(H_2O)_5OH]^{++} + H^+$ est déterminée par des mesures du pH de solutions de perchlorate violet de chrome fraîchement alcalinisées. On trouve $k = 10^{-4,40}$, et on montre que l'addition de base dans des solutions violettes de sel de chrome entraîne d'abord la formation immédiate de l'ion $[Cr(H_2O)_5OH]^{2+}$ quel que soit le radical acide présent dans la solution.

On sait que l'alcalinisation d'une solution d'un sel violet de chrome trivalent n'entraîne pas la précipitation immédiate de l'hydroxyde de chrome par suite de l'existence de sels basiques solubles. Ainsi, par addition de soude dans une solution de perchlorate ou de nitrate de chrome on forme, en premier lieu, un sel communément appelé 33 % basique parce que sa formation est complète lorsque l'on a ajouté le tiers de la quantité de base qui serait nécessaire à la précipitation totale de l'hydroxyde de chrome $Cr(OH)_3$. Ces sels basiques peuvent donc être formulés : $(ClO_4)_3Cr$, $1/2\,Cr(OH)_3$ ou $(NO_3)_3Cr$, $1/2\,Cr(OH)_3$, les ions correspondants étant les anions ClO_4^-, ou NO_3^- et le cation $(CrOH)^{++}$ ou plus exactement $[Cr(H_2O)_5OH]^{++}$.

On écrit généralement la formule de ce cation complexe sous une forme bicondensée $[Cr(H_2O)_5OH]_2^{++++}$ mais nous nous intéressons ici à la forme résultant de l'action immédiate de la base et nous savons d'après les résultats obtenus par J. Faucherre (1) que la bicondensation n'est atteinte qu'après quatre à dix jours et qu'au début il n'y a pas de condensation notable. Nous considérons donc pour cette étude uniquement l'ion $[Cr(H_2O)_5OH]^{++}$.

Sa formation peut correspondre aux deux relations suivantes :



$$[Cr(H_2O)_6]^{+++} + OH^- \rightleftharpoons [Cr(H_2O)_5OH]^{++} + H_2O,$$
$$[Cr(H_2O)_6]^{+++} \rightleftharpoons [Cr(H_2O)_5OH]^{++} + H^+$$

représentant respectivement l'action directe de la base sur le chrome trivalent ou l'hydrolyse de ce dernier, la neutralisation par la base des ions H^+ ainsi libérés déplaçant l'équilibre dans le sens de la formation du complexe basique.

Soit k' et k les constantes d'équilibre de ces réations et k_e la constante de dissociation de l'eau,

$$k = \frac{[Cr(H_2O)_5OH]^{++}(H^+)}{[Cr(H_2O)_6]^{+++}} \qquad \text{et} \qquad k' = \frac{[Cr(H_2O)_5OH]^{++}}{[Cr(H_2O)_6]^{+++}(OH^-)} = \frac{k}{k_e}.$$

Nous avons déterminé k en suivant la variation de pH d'une solution de perchlorate de chrome dans laquelle des quantités croissantes de soude étaient ajoutées. Les courbes étaient tracées en portant en ordonnées le pH et en abscisse la valeur α représentant le nombre d'équivalent de base par rapport

au chrome, $\alpha = 3$ correspond à la précipitation totale de $Cr(OH)_3$. Les pH étaient notés 30 s environ après chaque addition de soude, l'équilibre paraissant alors atteint.

On peut considérer l'ion $[Cr(H_2O)_6]^{+++}$ comme un acide faible de constante d'acidité k et l'on sait que le pH de demi-neutralisation d'un tel acide est égal à pk. Ce pH, qui correspond à l'abscisse $\alpha = 0,5$ d'après la définition de α, est indépendant de la concentration de l'acide, nous l'avons vérifié pour trois dilutions successives de perchlorate de chrome, la force ionique étant maintenue constante par la présence d'un excès de perchlorate de sodium. Pour $(ClO_4)_3Cr = 0,0057$ M ou 0,0114 M ou 0,0228 M et $ClO_4Na = 0,167$ M, on trouve $pH_{(\alpha=0,5)} = 4,40$ soit $k = 10^{-4,40}$.

Le même résultat peut être déduit des mesures immédiates de pH effectuées par J. Faucherre (1) sur des solutions de nitrate de chrome.

A partir de cette valeur de k, nous avons calculé le pH que devraient prendre des solutions de sulfate de chrome trivalent violet, de même force ionique, lorsque l'on y ajoute de la soude, en admettant que l'anion SO_4 n'entre pas dans l'ion complexe de chrome et que seul $[Cr(H_2O)_5OH]^{++}$ se forme. Ceci revient à calculer le pH d'une solution d'acide faible de constante d'acidité $k = 10^{-4,40}$ neutralisée par une base forte.

Les résultats sont groupés dans le tableau ci-dessous :

ClO_4Na 0,167 M	α	0	0,05	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60
$(SO_4)_3Cr_2$ 0,005 M	pH_{calc}	3,20	3,39	3,56	3,84	4,05	4,22	4,40	4,57
	pH_{exp}	3,25	3,42	3,57	3,88	4,07	4,24	4,40	4,56
$(SO_4)_3Cr_2$ 0,0005 M	pH_{calc}	3,74	3,81	3,88	4,02	4,16	4,31	4,45	4,61
	pH_{exp}	3,75	3,80	3,86	4,01	4,15	4,28	4,42	4,57
$(SO_4)_3Cr_2$ 0,00025 M	pH_{calc}	3,91	3,96	4,04	4,13	4,25	4,38	4,50	4,65
	pH_{exp}	3,90	3,95	4,01	4,11	4,22	4,35	4,48	4,60

On constate que les courbes calculées coïncident pratiquement avec les courbes expérimentales, ces dernières correspondant toujours à des mesures immédiates.

De même nous avons étudié l'alcalinisation de solutions violettes de perchlorate de chrome en présence soit d'acide acétique, soit d'acide formique. On sait que les radicaux CH_3COO^- et $H.COO^-$ forment facilement des complexes avec le chrome. Cependant nous avons calculé le pH que devait prendre de telles solutions quand on y ajoute de la soude en admettant que la base se partage entre la neutralisation de l'acide introduit et la formation de $[Cr(H_2O)_5OH]^{++}$.

La concentration des ions H^+ est racine de l'équation du troisième degré

$$\frac{1}{\theta}(H^+)^3 + \left[\alpha + \frac{1}{\theta}(k + k_a)\right](H^+)^2 + \left[k(\alpha - 1) + k_a(\alpha - \beta) + \frac{1}{\theta}kk_a\right](H^+) + k_a k[\alpha - (1 + \beta)] = 0,$$

θ et $\beta\theta$ sont les concentrations initiales du chrome et de l'acide de constante d'acidité k_a. On appelle toujours $\alpha\theta$ la concentration de la base ajoutée, la précipitation totale de $Cr(OH)_3$ n'est évidemment plus atteinte pour $\alpha = 3$ mais pour $\alpha - \beta = 3$, l'équation ci-dessus est donc valable pour $0 \leq \alpha < 1 + \beta$ puisque pour $\alpha - \beta = 1$ l'acide est complètement neutralisé et la formation du complexe 33 % basique totale.

Les constantes d'acidité des deux acides, acétique et formique, ont d'abord été établies au moyen de dosages préalables en présence de ClO_4Na 0,167 M pour que toutes les expériences soient faites à la même force ionique.

	ClO_4Na 0,167 M.	α.....	0.	1.	3,33.
CH_3CO_2H. $k_a = 10^{-4,55}$	$\theta = 0,01$	pH_{calc}......	2,94	3,99	5,04
	$\beta = 3,33$	pH_{exp}......	2,97	3,97	5,04
		α.....	0.	1.	3,47.
H.COOH. $k_a = 10^{-3,50}$	$\theta = 0,01$	pH_{calc}......	2,47	3,09	4,33
	$\beta = 3,47$	pH_{exp}......	2,50	3,10	4,34

De même que dans le cas du sulfate de chrome, les pH mesurés toujours dans les mêmes conditions correspondent parfaitement à ceux établis par le calcul. Ceci montre que l'anion n'intervient pas dans l'équilibre immédiat. Cette étude confirme l'hypothèse de R. E. Hamm et R. H. Perkins (²) qui, ayant comparé la formation de complexes chrome-oxalate et chrome-malonate, constatent un mécanisme de réaction identique et proposent la formation, par une première réaction rapide, d'un composé « hydroxy » du chrome, indépendant du radical acide, qui réagit ensuite lentement sur ce composé intermédiaire en donnant le complexe chrome-radical acide.

(*) Séance du 18 février 1957.

(¹) *Thèse*, Paris, 1952.

(²) *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 2083.

CHIMIE MINÉRALE. — *Recherche sur les uranates de lithium.* Note (*) de MM. **Maurice Bachelet** et **Jean Moherle**, présentée par M. Paul Pascal.

L'étude de la réaction entre la lithine et le nitrate d'uranyle a permis d'obtenir le diuranate $U_2O_7Li_2$ qui n'avait pas encore été isolé. Afin de pouvoir le comparer au mono-uranate UO_4Li_2, quelques méthodes de préparation de ce dernier composé ont été expérimentées. Les distances réticulaires de ces deux produits ont été mesurées.

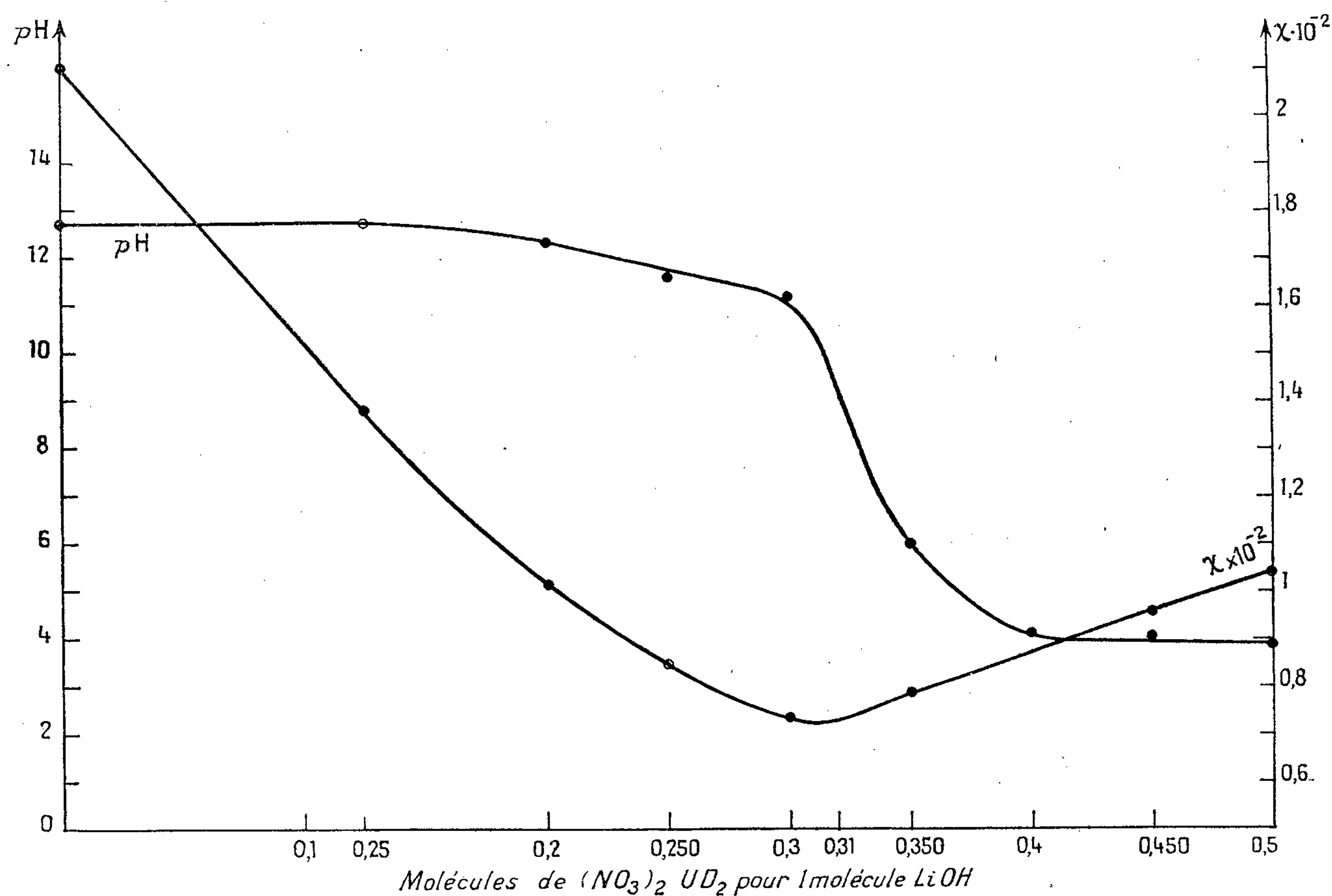
La bibliographie des uranates de lithium ne comporte que des études faites sur le mono-uranate UO_4Li_2, mais pour les uranates de sodium ou de potassium on connaît en plus de UO_4M_2, des diuranates $U_2O_7M_2$. Les mono-uranates de sodium et de potassium sont seulement préparés par voie sèche, alors que les diuranates peuvent être obtenues par voie humide en ajoutant en excès d'alcali à un sel d'uranyle.

Nous préparons le mono-uranate UO_4Li_2 par action de UO_3 à 600° sur divers composés de lithium. Les réactions ont été suivies à la thermobalance. Quand nous utilisons le carbonate ou l'oxyde nous volatilisons l'excès de ces réactifs en chauffant à 1 000°, si c'est le chlorure qui est employé, nous en dissolvons l'excès par de l'alcool absolu.

Par action de la soude ou de la potasse sur du nitrate d'uranyle il ne se forme que des diuranates, probablement parce que les mono-uranates s'hydrolysent immédiatement en se transformant en diuranates. Avec de la lithine concentrée et en grand excès on, obtient le mono-uranate, mais nous n'utilisons pas cette réaction pour préparer le mono-uranate UO_4Li_2 :

(1) $$(NO_3)_2UO_2 + 4LiOH \rightarrow UO_4Li_2 + 2NO_3Li + 2H_2O.$$

Nous avons fait l'étude de la réaction en mesurant le pH et la conductivité électrique de solutions de volume constant contenant une quantité fixe de lithine *n*/10 et des quantités croissantes de nitrate d'uranyle, à la température



de 25°. La courbe représentative du pH comporte un point d'inflexion correspondant à un rapport d'une mole de $(NO_3)_2UO_2$ pour trois moles de LiOH au pH 8; quant à la courbe de la conductivité électrique, elle présente un minimum, pour ce même rapport, qui est de la réaction (2) (*fig.*) :

(2) $$2(NO_3)_2UO_2 + 6LiOH \rightarrow U_2O_7Li_2 + 4NO_3Li + 3H_2O.$$

Le fait que la formation du mono-uranate UO_4Li_2 n'est pas indiquée sur

ces courbes se justifie par la comparaison de l'hydrolyse des uranates de lithium. L'expérience montre en effet que dans les conditions de la réaction, l'hydrolyse du mono-uranate est presque totale alors que celle du diuranate est faible.

Nous préparons donc le di-uranate $U_2O_7Li_2$ par réaction de nitrate d'uranyle sur de la lithine dans les proportions de la réaction (2). Il est possible de remplacer le nitrate par un autre sel d'uranyle. Les analyses des corps obtenus selon les procédés indiqués ci-dessus nous ont donné des résultats conformes aux formules UO_4Li_2 et $U_2O_7Li_2$.

Les diverses préparations du mono-uranate UO_4Li_2 donnent des spectres identiques, de diffraction aux rayons X; celui de $U_2O_7Li_2$ est très différent. Les distances réticulaires, calculées en angstroms et correspondant aux raies les plus intenses sont 5,26, 3,66 et 2,60 pour UO_4Li_2 et 3,50 et 3,17 pour $U_2O_7Li_2$.

(*) Séance du 18 février 1957.

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude de la purification d'un sel par zone fondue suivie à l'aide d'indicateurs radioactifs.* Note (*) de MM. **Pierre Süe**, **Jules Pauly** et M^lle **Andrée Nouaille**, présentée par M. Georges Chaudron.

Au moyen du passage d'une seule zone fondue dans NO_3K, le coefficient de fractionnement des impuretés : Na, Sr, Y, SO_4 et PO_4, a été déterminé. L'effet de la vitesse de déplacement de la zone a été étudié.

La méthode de la zone fondue est utilisée fréquemment pour préparer divers éléments à l'état pur. La forme des diagrammes thermiques de fusion et de solidification étant très générale, il nous a paru intéressant d'appliquer le procédé à la purification des sels ioniques. Deux essais dans cette voie ont été faits pour obtenir Ga [1] et Si [2] purs, alors que nos travaux étaient en cours. Notre but a été de déterminer par le passage d'une seule zone, le coefficient de fractionnement qui permettra de prévoir le nombre de zones nécessaires pour obtenir des purifications importantes.

La technique a été mise au point en partant de nitrate de potassium, composé pouvant être fondu (F 334°) dans une nacelle de verre, qui supporte un grand nombre de fusions et de cristallisations du sel sans se casser ni se déformer.

Du nitrate de potassium pour analyses (10 g) est additionné de 10 mg d'impureté contenant un indicateur radioactif de façon à réaliser un rapport initial :

$$R_0 = \frac{\text{Masse d'impureté}}{\text{Masse de } NO_3K} = 10^{-3}.$$

Le mélange des sels est homogénéisé par pulvérisation, puis il est placé

dans une nacelle de verre de 15 cm de long et de 1 cm de diamètre, qui est entraînée au moyen d'un mince fil d'acier, par un micromoteur Lip à la vitesse de 5,6 mm/h. Une zone fondue longue de 20 mm est obtenue au moyen d'un four à résistance, alimenté par un courant stabilisé par des lampes fer-hydrogène.

Après le passage d'une seule zone fondue, 7 échantillons de 100 mg de sel sont prélevés, sur toute la longueur de la nacelle, à l'aide du foret d'une perceuse électrique. La poudre obtenue est répartie uniformément dans des cuvettes et son activité est mesurée au compteur. Celle-ci est rapportée à l'activité totale introduite dans la nacelle, puis la teneur en impureté, représentée par le rapport :

$$R_1 = \frac{\text{Masse d'impureté}}{\text{Masse de } NO_3K}$$

est déduite à diverses distances (d) du point de départ de la zone fondue.

Sur la figure 1, trois courbes représentent la répartition de NO_3Na (courbe *a*), SO_4K_2 (courbe *b*) et du phosphate de potassium (courbe *c*), après passage d'une zone. La concentration en impureté, faible au voisinage du point de départ, s'accroît d'abord presque linéairement, puis brusquement, dans la portion du sel qui a cristallisé en dernier et où la majeure partie du corps étranger est rassemblée.

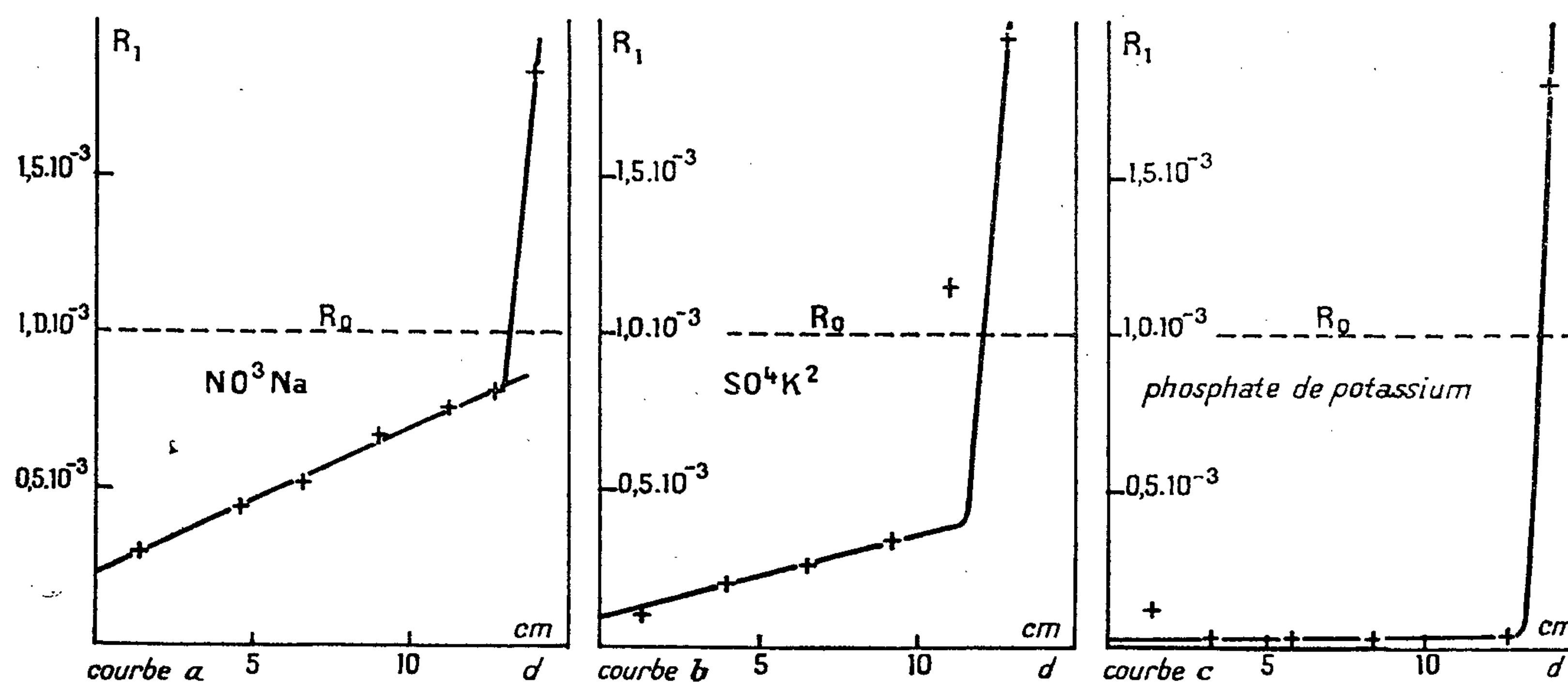


Fig. 1. — Courbes de répartition après le passage d'une zone fondue.

Le coefficient de fractionnement (k) qui représente le rapport des concentrations d'impureté dans le solide et dans le sel fondu peut être déduit des courbes ci-dessus. Il est égal à la teneur en impureté R_1 au point de départ de la zone fondue, $d = 0$, rapportée à la teneur initiale, d'où

$$k = \frac{R_1(d=0)}{R_0}.$$

Les valeurs de k sont portées dans le tableau suivant :

Impureté........	NO_3Na.	$(NO_3)_2Sr$.	$(NO_3)_3Y$.	SO_4K_2.	Phosphate de potassium.
Indicateur radioactif............	^{22}Na	^{90}Sr	^{90}Y	^{35}S	^{32}P
k (coefficient de fractionnement)..	0,28	0,20	0,3	0,1	0,03

Ces résultats montrent que pour les cations (Na, Sr et Y) la purification ne varie pas beaucoup avec la valence, alors que les groupements oxygénés SO_4 et surtout PO_4, sont éliminés de façon plus complète. Ces phénomènes sont en accord avec l'opinion fréquemment admise qu'en général le réseau anionique détermine la stabilité du cristal, les cations, de taille assez petite, intervenant beaucoup moins.

Au cours d'expériences complémentaires, l'effet de la vitesse de déplacement de la zone fondue a été étudié sur NO_3K contenant NO_3Na ($R_0 = 10^{-3}$). Le dispositif expérimental était le même que celui décrit plus haut, et les résultats après construction des courbes de répartition ont permis de déduire les coefficients de fractionnement k. La figure 2 montre la variation de k, pour des vitesses comprises entre 2,8 et 40 mm/h.

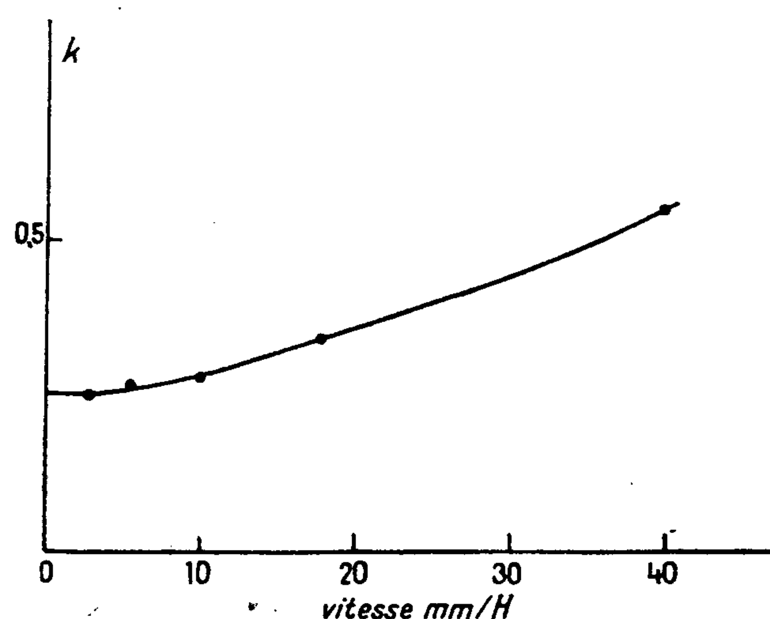


Fig. 2. — Variation du coefficient de fractionnement avec la vitesse de la zone fondue.

Pratiquement constant ($k = 0,25$) si le déplacement est lent, le coefficient de fractionnement s'accroît notablement pour des vitesses élevées ($k = 0,55$ pour 40 mm/h) et de ce fait, l'efficacité de la purification diminue.

(*) Séance du 18 février 1957.

(1) Richards, *Nature*, 177, 1956, p. 182.

(2) *Chem. Ing. News*, 1956, p. 5007.

CHIMIE MINÉRALE. — *Action du peroxyde de sodium sur l'alumine et l'anhydride vanadique.* Note de M^me **Micheline Viltange-Jacquinot**, présentée par M. Georges Chaudron.

A l'aide de la spectrographie d'absorption infrarouge entre 6 et 30 μ, on a pu identifier les aluminates et les vanadates obtenus par chauffage du peroxyde de sodium avec les oxydes correspondants.

Cette Note fait suite à trois travaux antérieurs [1], [2], [3] relatifs à l'action du peroxyde de sodium Na_2O_2, sur les oxydes métalliques; cette étude est poursuivie par thermogravimétrie et par absorption infrarouge. Nous allons envisager successivement les résultats obtenus dans le cas de l'alumine calcinée Al_2O_3, et de l'anhydride vanadique V_2O_5.

Nous avons suivi les conditions de formation, en fonction de la température, d'un aluminate de sodium faiblement polymérisé.

Nous avons mélangé l'alumine et le peroxyde de sodium en diverses proportions et enregistré les courbes de leur variation de poids en fonction d'une élévation de température de 300° par heure. Ces courbes ont la même allure que celle du peroxyde de sodium pur : le dégagement d'oxygène se produit rapidement dès 290-300°, se ralentit ensuite et se termine vers 600 à 800° au maximum.

On s'accorde, en général, à représenter l'aluminate de sodium par la formule multiple $Na_n(AlO_2)_n$. Nous avons rapproché les spectres d'absorption infrarouge entre 6 et 15 μ des produits de cette réaction avec ceux des métaborates étudiés par C. Duval et J. Lecomte [4].

Ceux-ci ont distingué en effet les métaborates où domine une forme faiblement polymérisée, par exemple $(BO_2)_3$, les métaborates de forme très polymérisée $(BO_2)_n$ et les métaborates de forme mixte. Les colonnes *a*, *b* et *c* du tableau ci-après reproduisent les nombres d'onde de leurs spectres d'absorption.

	(*a*) (cm⁻¹).	(*b*) (cm⁻¹).	(*c*) (cm⁻¹).	(*d*) (cm⁻¹).
F.............	813-6	–	–	813
f.............	(840)	–	(862)	(870)
tf.............	–	–	–	910
F.............	–	930	935	–
f.............	(956)	–	–	(961)
F.............	1 000-36	–	–	1 010-24
f.............	–	(1 070)	–	(1 070)
m.............	(1 100-38)	–	(1 100)	–
f.............	(1 160)	–	(1 160)	–
F.............	1 310	–	1 246	1 307
F.............	–	(1 350)	(1 280)	–
F.............	–	1 390	1 388	–

Les métaborates possèdent en effet trop de bandes d'absorption infrarouge, entre 6 et 15 μ, pour relever de la structure simple BO_2. Celle-ci ne pourrait donner naissance qu'à deux vibrations fondamentales de valence et à une vibration fondamentale de déformation. Au contraire, une forme multiple $(BO_2)_n$ implique l'existence d'un nombre élevé de vibrations, donc de bandes d'absorption. Ces dernières sont d'autant moins facilement résolubles par le spectromètre que *n* est plus élevé.

Les spectres d'aluminates ne semblent par indiquer de forte polymérisation du groupement $(AlO_2)_n$. Comme on le voit sur la colonne *d* du tableau ils ne présentent pas, vers 930 et 1390 cm^{-1}, de bandes d'absorption comparables à celles des métaborates très polymérisés. Par contre, ils offrent une ressemblance frappante avec celui de la forme peu polymérisée : on retrouve toutes les bandes fortes caractéristiques de cette dernière et quelques autres de plus faible intensité. Les nombres d'onde de ces bandes non caractéristiques sont figurées entre parenthèses sur le tableau. Les bandes situées à 870 et 910 cm^{-1} peuvent être dues au carbonate de sodium présent dans le mélange au cours de la réaction.

En résumé, il semble donc que l'aluminate de sodium obtenu après attaque de l'alumine par le peroxyde de sodium, soit constitué par la forme $Na_n(AlO_2)_n$ peu polymérisée. Sa structure ne change pas au cours du temps.

Comme nous venons de le voir, dans le cas de l'alumine, les résultats sont indépendants des quantités relatives d'oxydes en présence. Au contraire, en faisant varier les proportions de peroxyde de sodium et d'anhydride vanadique, nous obtenons des produits de réaction différents.

Si nous chauffons un mélange équimoléculaire de peroxyde de sodium et d'anhydride vanadique, le résidu ne renferme qu'une faible quantité de métavanadate de sodium $NaVO_3$. Son spectre (*b*) ressemble à celui du métavanadate de sodium cristallisé [5] rappelé dans la ligne *a* du tableau ci-dessous :

	m.	tF.	m.	af.	m.	F.	m.	af.	m.	F ou m.	
(*a*) $NaVO_3$	–	–	–	693	–	828		910	–	935,957	cm^{-1}
(*a*) $NaVO_3$ chauffé	473	–	537	660	–	838	–	912	–	937,962	»
(*b*) $1\,Na_2O_2 + 1\,V_2O_5$	470	–	537	654	–	840	–	915	–	945,963	»
(*c*) Na_3VO_4	–	–	–	–	825	–	870	–	–	–	»
(*d*) K_3VO_4	–	529	–	–	–	–	–	–	–	–	»
(*e*) $3\,Na_2O_2 + V_2O_5$, $t < 300°$	–	550	–	–	823	–	857	–	–	–	»
(*f*) $3\,Na_2O_2 + V_2O_5$, $t > 670°$	470	570	–	650	825	–	860	890	912	940	»

Considérons le cas d'un mélange de 2, 3 ou 4 moles de peroxyde de sodium et de 1 mole d'anhydride vanadique. Le mécanisme des réactions ressemble étroitement à celui que nous avons déjà étudié [3] dans le cas des anhydrides molybdique et tungstique. Au cours du chauffage, on observe un dégagement brutal d'oxygène au-dessous de 300°. De 300 à 470°, le poids du mélange reste constant. Quand la température atteint 470°, le carbonate de sodium présent dans le peroxyde de sodium utilisé réagit à son tour sur une partie de l'anhydride vanadique. De l'anhydride carbonique se dégage jusqu'à 670°. Au-delà de cette température, on n'observe plus de variation de poids jusqu'à 1000°.

Nous avons enregistré les spectres d'absorption des produits obtenus au cours des différentes étapes de la réaction. De 300 à 470°, le poids constant observé traduit la présence d'orthovanadate de sodium VO_4Na_3. Son spectre, en effet, est semblable à celui de l'orthovanadate de sodium et de potassium [6], [7] comme le montrent les lignes *c*, *d* et *e* du tableau. D'autre part, au-dessus de 670°, les spectres montrent qu'il s'est formé du métavanadate de sodium et sans doute encore de l'orthovanadate de sodium (*f*). Remarquons à ce propos que le chauffage de 3 moles de carbonate de sodium avec 1 mole d'anhydride vanadique provoque bien la formation d'orthovanadate et de métavanadate. L'anhydride carbonique se dégage de 490 à 850° environ; dans le résidu, les deux variétés de vanadate ont été identifiées.

Enfin, si nous mélangeons plus de 4 moles de peroxyde de sodium à 1 mole d'anhydride vanadique, la décomposition du grand excès de peroxyde de sodium ne permet pas d'observer sur la courbe des phénomènes analogues aux précédents. En particulier, on ne peut observer le dégagement d'anhydride carbonique. Les spectres montrent qu'il se forme uniquement de l'orthovanadate de sodium.

Cette étude a permis de dégager les conditions de formation de métavanadate et d'orthovanadate de sodium. Cette formation est fortement influencée par le rapport moléculaire du peroxyde de sodium et de l'anhydride vanadique utilisés.

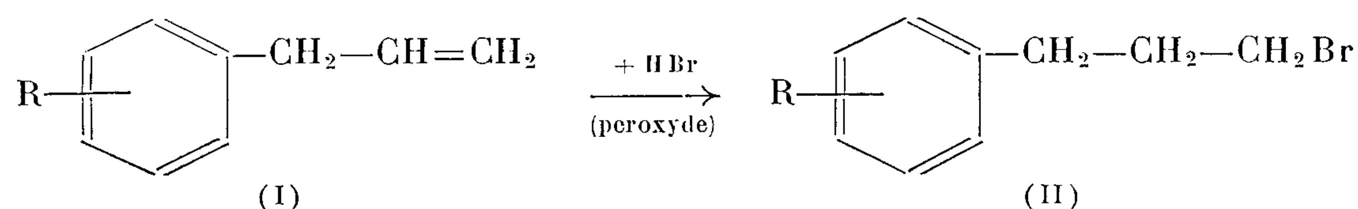
(1) M. JACQUINOT, *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 105.
(2) M. JACQUINOT, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 61.
(3) M. VILTANGE, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 781.
(4) *Bull. Soc. Chim.*, **19**, 1952, p. 101.
(5) F. A. MILLER et C. H. WILKINS, *Anal. Chem.*, **24**, 1952, p. 1258.
(6) H. SIEBERT, *Z. Anorg. allgem. Chem.*, **275**, 1954, p. 225.
(7) C. DUVAL et J. LECOMTE, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 249.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Addition de dérivés halogénés sur les allylbenzènes en présence de peroxydes; préparation des ω-bromopropylbenzènes.* Note de
M. **Raymond Quelet**, Mme **Raymonde Durand-Dran** et M. **Robert Pineau**,
présentée par M. Marcel Delépine.

Bien que peu réactive, la double liaison des carbures et éthers-oxydes phénoliques à chaîne allylique se prête aux additions de dérivés halogénés dans les conditions de la réaction de Kharasch. On indique ici les résultats obtenus avec l'acide bromhydrique.

L'allylbenzène qui est cependant un produit d'accès facile n'a fait, à notre connaissance, l'objet d'aucune étude au point de vue de son aptitude à fixer les dérivés halogénés dans les conditions de la réaction de Kharasch (1). On peut, dans une certaine mesure, expliquer cette lacune par le fait que ce carbure possède une double liaison latérale très peu réactive; d'autre part, il a été signalé (2) que le chauffage en présence de peroxydes provoquait une polymérisation importante.

Au cours de l'étude que nous avons effectuée, nous avons pu constater que l'acide bromhydrique gazeux se fixe très facilement en milieu anhydre, en présence des peroxydes de benzoyle ou d'acétyle, sur les carbures et éthers-oxydes phénoliques à chaîne allylique en donnant les ω-bromo propylbenzènes correspondants :



De même, le tétrachlorure de carbone et le bromoforme se fixent en présence de peroxyde d'acétyle et l'on obtient avec des rendements satisfaisants les butylbenzènes polyhalogénés attendus.

Dans la présente communication nous n'envisagerons que la fixation de l'acide bromhydrique.

Pour préparer les dérivés ω-bromopropylés par cette méthode, nous utilisons le mode opératoire suivant :

Le composé allylé, dans lequel on ajoute de temps en temps, par petites fractions, le peroxyde de benzoyle en suspension dans le benzène ou le peroxyde d'acétyle en solution éthérée, est saturé à froid (entre 0 et 10°) par un courant de gaz bromhydrique sec.

L'emploi d'un solvant (benzène) ne s'impose que si le produit a tendance à cristalliser à la température de la réaction. La proportion de peroxyde utilisée varie de 4 à 8 % du poids du produit initial.

Pour utiliser au mieux l'acide bromhydrique, nous opérons dans un récipient cylindrique de faible diamètre mais suffisamment haut, de façon à avoir une grande épaisseur de liquide. Le gaz bromhydrique arrive à la partie inférieure par un tube dont l'extrémité évasée est fermée par un disque en verre fritté.

Lorsque la saturation est terminée, on laisse revenir à la température ordinaire, on chasse l'excès de BrH par un balayage à l'air; après lavage et neutralisation, on agite avec une solution d'hydrosulfite de sodium jusqu'à disparition de toute trace de peroxyde. On termine à la façon habituelle et fractionne sous pression réduite.

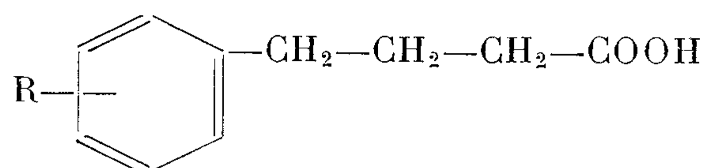
Les rendements varient de 55 à 80 % du rendement théorique, mais les pertes sont faibles et le dérivé allylé n'ayant pas réagi est en grande partie récupéré.

Si l'on en excepte le diméthoxy-3.4 ω-bromopropylbenzène, les bromures que nous avons obtenus ont déjà été préparés à partir des alcools dihydrocinnamiques. Pour vérifier leur structure, nous les avons transformés en acides phénylbutyriques correspondants en utilisant les organomagnésiens auxquels ils donnent naissance, soit dans l'éther, soit dans le tétrahydrofuranne. Dans certains cas nous avons également obtenu ces acides par l'intermédiaire des nitriles.

ω-bromopropylbenzènes obtenus (II).

R.	Formule brute.	Constantes physiques.	Analyse (%). Calculé. C.	Calculé. H.	Trouvé. C.	Trouvé. H.	Rdt (%).
H (3)	$C_9H_{11}Br$	$É_{16}$ 113-115°	–	–	–	–	80
o-méthyl (4)	$C_{10}H_{13}Br$	$É_{0,35}$ 75- 76°	56,35	6,15	56,2	6,04	66
m-méthyl (5)	»	$É_{1,1}$ 85- 86°	»	»	56,3	6,10	80
p-méthyl (6)	»	$É_{0,7}$ 75- 78°	»	»	56,2	6,10	70
p-méthoxy (7)	$C_{10}H_{13}OBr$	$É_{0,8}$ 85°	52,42	5,72	53,0	5,78	70
Diméthoxy-3.4...	$C_{11}H_{15}O_2Br$	$É_{0,01}$ 108-110°	50,98	5,83	50,7	5,73	55

Acides phénylbutyriques.



R.	Formule brute.	F (°C).	Analyse (%). Calculé. C.	Calculé. H.	Trouvé. C.	Trouvé. H.
H (3)	$C_{10}H_{12}O_2$	50	–	–	–	–
o-méthyl (4)	$C_{11}H_{14}O_2$	59-60	74,13	7,92	74,37	8,01
m-méthyl (8)	»	37,5	»	»	74,0	7,80
p-méthyl (9)	»	58	»	»	74,3	7,78
p-méthoxy (10) ...	$C_{11}H_{14}O_3$	58	68,02	7,27	68,0	7,32

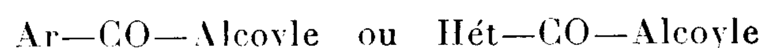
Ces réactions s'effectuent avec de bons rendements, sauf dans le cas du diméthoxy-3.4-bromopropylbenzène où la formation du magnésien, au sein du tétrahydrofuranne s'accompagne d'une déméthylation.

(1) KHARASCH, JANSEN et URRY, *J. Amer Chem. Soc.*, **69**, 1947, p. 1100.
(2) H. P. KOCH, *J. Chem. Soc.*, 1948, p. 1111.
(3) GRIGNARD, *Comptes rendus*, **138**, 1904, p. 1049.
(4) HARVEY, HEILBRON et WILKINSON, *J. Chem. Soc.*, 1930, p. 423.
(5) BOGERT, DAVIDSON et APFELBAUM, *J. Amer. Chem. Soc.*, **56**, 1934, p. 959.
(6) J. COLLINS, *J. Amer. Chem. Soc.*, **73**, 1952, p. 1038.
(7) VAN DER ZANDEN, *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, **57**, 1938, p. 233.
(8) FIESER et DUNN, *J. Amer. Chem. Soc.*, **58**, 1936, p. 572.
(9) BORSCHE, *Ber. dtsch. Chem. Ges.*, **52**, 1919, p. 2083.
(10) KROLLPFEIFFER et SCHÄFER, *Ber. dtsch. Chem. Ges.*, **56**, 1923, p. 360.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Effet stérique et absorption des dérivés acénaphténiques. Les acyl-5 acénaphtènes et leurs oximes.* Note de M. **MODESTE MARTYNOFF**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les effets stériques produits par l'introduction de radicaux alcoyles et par l'oximation sur l'absorption des acyl-5 acénaphtènes sont analogues à ceux observés avec les α-acylnaphtalènes. Leur intensité est toutefois considérablement atténuée par la présence du pont diméthylénique en 2.9 dans les dérivés acénaphténiques.

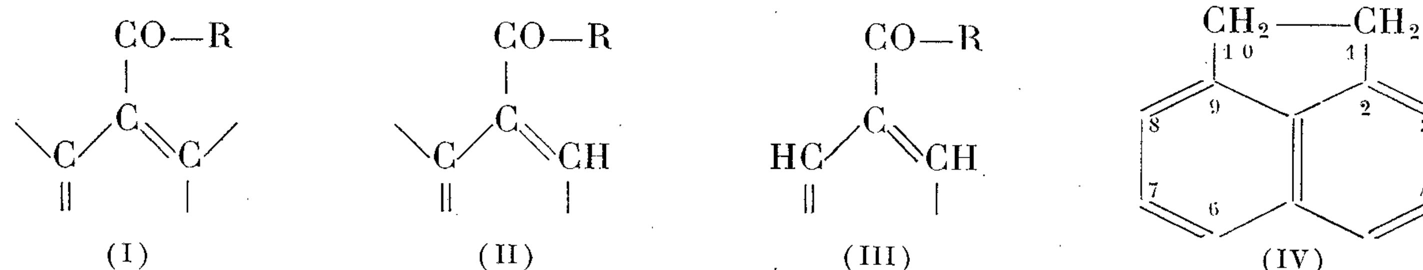
Les changements spectrographiques que subissent les cétones mixtes



(où Ar est un reste aromatique et Hét un radical hétérocyclique) en fonction du degré de substitution du carbone α de la chaîne aliphatique et du fait de leur transformation en dérivés azométhiniques, en oximes par exemple, sont déterminés en premier lieu par la nature du système aromatique ou hétérocyclique présents. Lorsque ceux-ci n'offrent pas une symétrie totale, les influences spectrales de l'introduction de restes alcoyles ou celles de l'oximation dépendent également du lieu de fixation du groupement fonctionnel. Elles se manifestent, en général, par un relâchement de la conjugaison entre la fonction et le noyau, relâchement pouvant aller jusqu'à un « découplage » complet. Ces changements spectrographiques sont souvent suffisamment caractéristiques pour permettre de déterminer la position d'un radical acyle. Dans une série donnée les différences d'absorption entre les cétones isomères de position sont parfois faibles, si bien qu'il est difficile de les identifier sans faire intervenir des considérations d'effet stérique, surtout en absence d'un spectre de référence.

Pour un système aromatique déterminé, l'effet stérique dû à l'accumulation de radicaux alcoyles au voisinage du groupe carbonyle ou à l'oxi-

mation de ce dernier varie en fonction du degré de substitution des atomes de carbone du cycle qui encadrent le chaînon porteur du radical acyle. Il se manifeste avec le maximum d'intensité dans les cétones du type (I) où ce chaînon est intercalé entre deux atomes de carbone quaternaires et diminue par sauts brusques quand on passe de celles-ci aux dérivés du type (II), puis aux dérivés du type (III).



L'étude des acylanthracènes([1]) a été particulièrement intéressante de ce point de vue, étant donné que les trois modes d'enchaînement possibles y sont représentés respectivement dans les isomères *méso* 1 et 2.

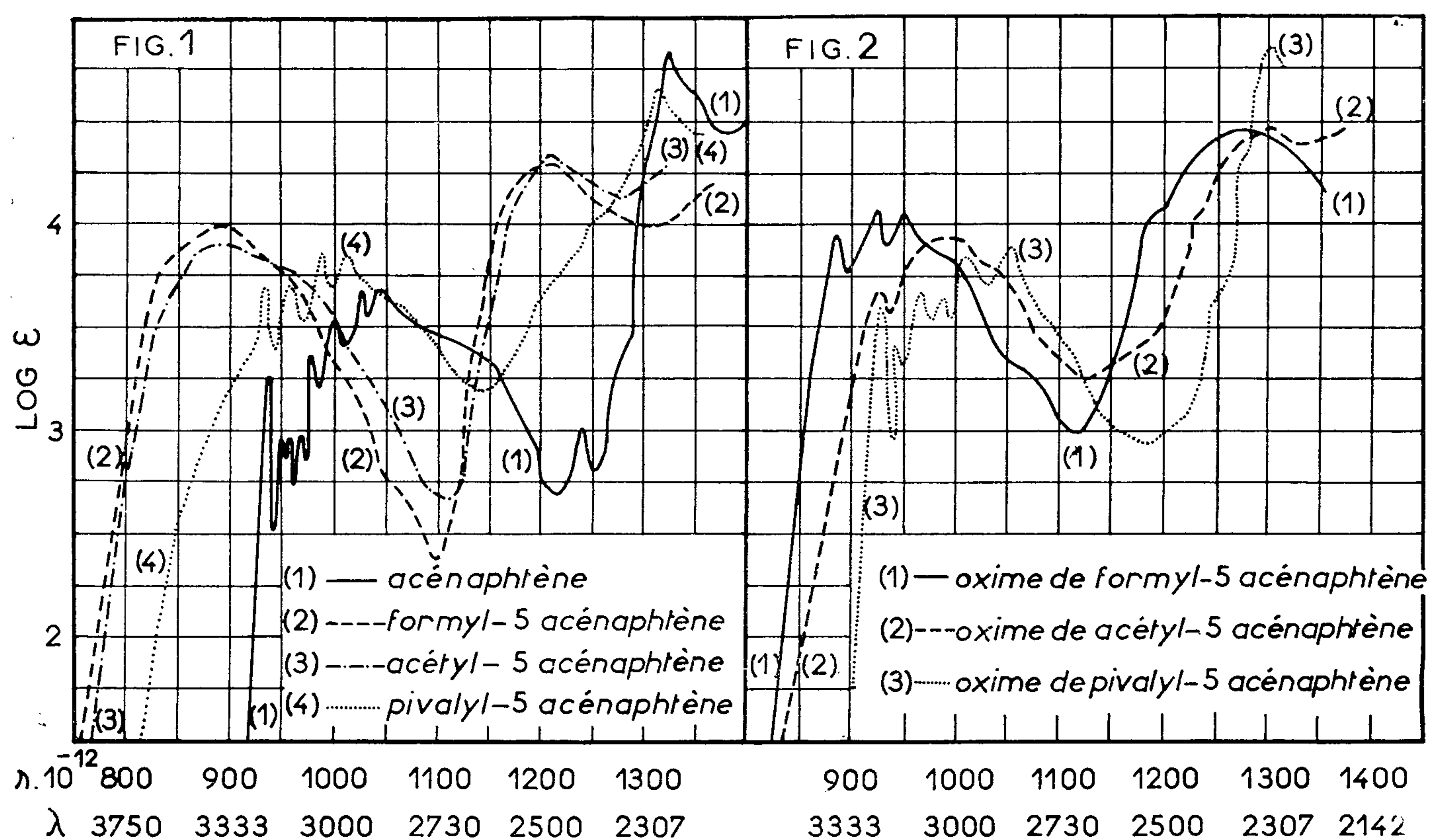
Aucune recherche de ce genre ne semble avoir été effectuée dans le groupe de l'acénaphtène (IV).

Dans la présente Note nous donnons l'essentiel de nos résultats concernant les acyl-5 acénaphtènes. On pouvait supposer *a priori* que l'atome de carbone 5 de cet hydrocarbure présente une structure électronique comparable à celle de l'atome de carbone α du naphtalène et que, par conséquent, les modifications d'absorption dues, soit à l'accumulation des alcoyles au voisinage de la fonction carbonyle, soit à l'oximation fussent semblables à celles qu'on observe dans les combinaisons α-naphtaléniques correspondantes. Les deux séries sont en effet caractérisées par le type d'enchaînement (II) et ne diffèrent que par la présence, dans l'acénaphtène, d'un pont diméthylénique en 2.9.

Les mesures d'absorption ont confirmé l'analogie prévue mais elles montrent en même temps que le pont diméthylénique n'est pas sans exercer une certaine influence sur l'état électronique du carbone 5 de l'acénaphtène; il diminue d'une façon appréciable l'effet stérique qui se manifeste dans l'absorption des dérivés acylés par suite de l'alcoylation ou de l'oximation. Les phénomènes observés sont les mêmes, mais ils sont moins accusés.

L'introduction du chromophore CO sur l'atome de carbone 5 de l'acénaphtène donne lieu à un « couplage » énergique qui se traduit dans le spectre par un déplacement notable de l'absorption vers les plus grandes longueurs d'onde et par la suppression de la structure fine caractéristique de la bande la plus proche du visible. Les spectres du formyl-5 et de l'acétyl-5 acénaphtène (*fig.* 1, courbes 2 et 3) sont de ce fait très différents de ceux de l'hydrocarbure (courbe 1). Dès qu'on passe de l'aldéhyde ou de la méthyl-cétone à la ter-butyl-cétone, la conjugaison entre le noyau

et la fonction CO diminue considérablement. Le pivalyl-5 acénaphtène (courbe 4) présente déjà une absorption voisine de celle de l'acénaphtène et montre un certain nombre de bandes fines qui caractérisent ce dernier. Toutefois l'effet stérique de l'alcoylation est ici moins net que dans la série α-naphtalénique; il y a dans le spectre du pivalyl-5 acénaphtène encore quelques séquelles de conjugaison.



La figure 2 contient les courbes d'absorption des oximes de formyl-5, acétyl-5 et pivalyl-5 acénaphtène. L'examen des deux premières montre que le passage de la fonction carbonyle à la fonction oxime a pour effet de diminuer la conjugaison. Il y a un glissement de l'ensemble de l'absorption vers les plus hautes fréquences et l'on voit apparaître en même temps quelques éléments de la structure fine. L'effet hypsochrome est plus prononcé pour le dérivé acétylé (courbe 2) que pour le dérivé formylé (courbe 1); mais il n'a pas l'intensité de l'effet observé dans la série α-naphtalénique où l'oxime du dérivé acétylé est déjà entièrement « transparente ». Dans le cas de l'oxime du pivalyl-5 acénaphtène l'effet stérique est pratiquement total; le spectre de cette substance (courbe 3) est très proche de celui de l'acénaphtène lui-même.

Partie expérimentale. — *Formyl-5 acénaphtène.* — Préparé selon Fieser et Jones [2]. Cristaux jaunes (éther de pétrole) F 110°. *Oxime.* Cristaux jaune serin (alcool) F 130°,5. (En faisant bouillir l'oxime avec quatre à cinq fois son poids d'anhydride acétique, pendant 30 mn, on

obtient le *cyano-5 acénaphtène* F 114°, avec un rendement de 96 % de la théorie.)

Acétyl-5 acénaphtène. — Nous avons préparé cette cétone avec un rendement de 80 % de la théorie, en condensant l'acénaphtène avec l'anhydride acétique en présence de fluorure de bore, et en terminant la réaction par un chauffage de 45 mn à 50°. Cristaux jaune pâle (éther de pétrole) F 70°. *Oxime.* Cristaux incolores (alcool dilué) F 165-166°.

Pivalyl-5 acénaphtène, $C_{17}H_{18}O$. — Cette cétone a été obtenue en condensant le chlorure de pivalyle avec l'acénaphtène en présence de chlorure d'aluminium, au sein du sulfure de carbone. Cristaux jaune pâle (alcool méthylique) F 85°. Calculé %, C 85,71 et H 7,56; trouvé %, C 84,91 et 84,66; H 7,56 et 7,73. *Oxime,* $C_{17}H_{19}ON$. On fait agir sur la cétone le chlorhydrate d'hydroxylamine (4 mol) en présence de soude (2 mol), en milieu hydroalcoolique. Cristaux incolores (alcool) F 227°. Calculé %, C 80,63; H 7,50 et N 5,53; trouvé %, C 80,20; H 7,73; N 5,07.

(1) M. Martynoff, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2425; 243, 1956, p. 2097 et 244, 1957, p. 205.

(2) L. F. Fieser et J. E. Jones, *Amer. Chem. Soc.*, 64, 1942, p. 1666.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Emploi du bromure d'éthyl-aluminium comme catalyseur dans la réaction de Friedel et Crafts.* Note de M^lle **Léone Groizeleau**, présentée par M. Paul Pascal.

En utilisant le benzène comme diluant dans l'action du bromure d'éthy-aluminium sur la fluorénone, nous avons eu la surprise d'obtenir une petite quantité d'un produit blanc, cristallisé sous forme de fines aiguilles blanches, de point de fusion 128° C, que l'analyse a montré être de l'hexaéthylbenzène. Cette réaction peut s'expliquer en supposant que le dérivé organométallique catalyse l'action du benzène sur le bromure d'éthyle résiduel.

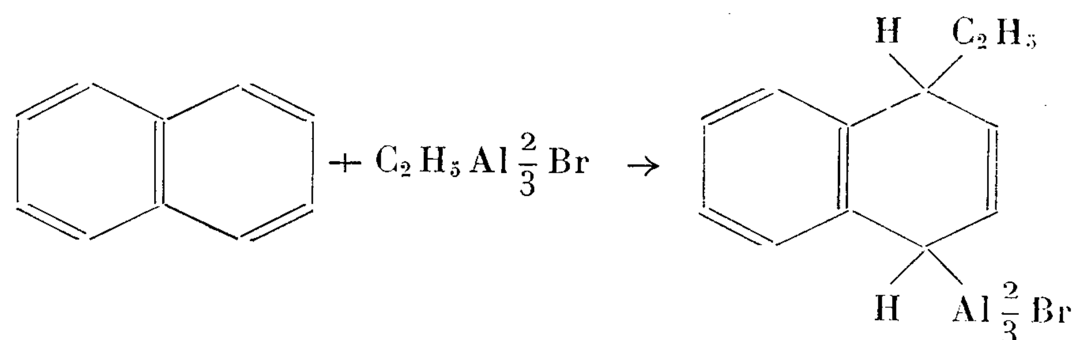
Ceci nous a conduit à penser que le bromure d'éthyl-aluminium pouvait être un catalyseur intéressant pour la réaction de Friedel et Crafts.

Nous avons étudié comparativement l'action du bromure d'éthyle sur le benzène en utilisant comme catalyseur, soit le bromure d'éthyl-aluminium, soit le chlorure d'aluminium, et en nous plaçant dans les conditions réactionnelles les plus favorables à l'obtention d'un degré de substitution élevé. En présence de l'organoaluminique, nous avons obtenu de l'hexaéthylbenzène avec un rendement de 40 %, le reste étant constitué presque uniquement de dérivés tétra et pentasubstitués, tandis qu'avec le chlorure d'aluminium, nous n'en avons obtenu qu'une très faible quantité (rendement 1,5 %).

Les mêmes expériences, faites avec du bromure d'aluminium ont donné des résultats semblables.

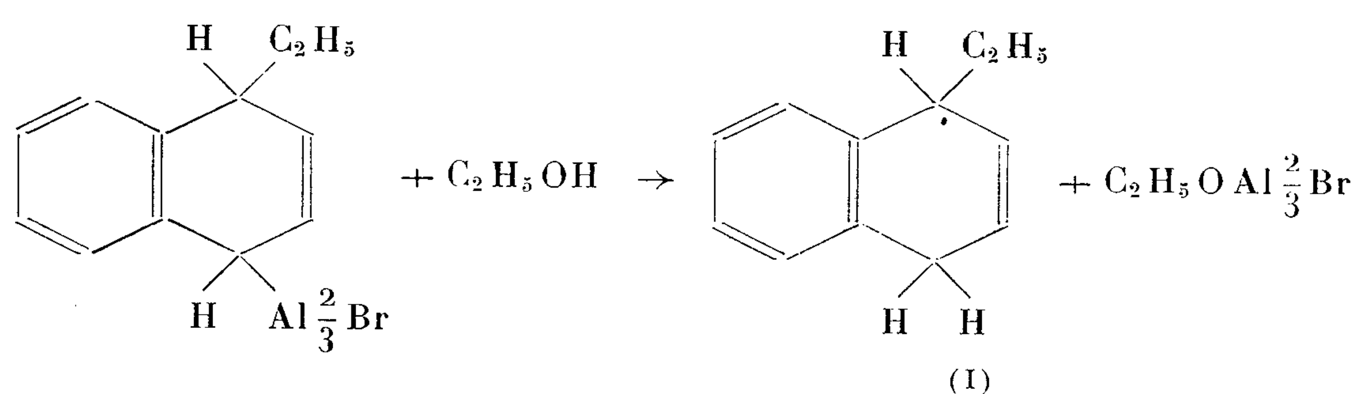
Nous avons voulu généraliser l'emploi de ce catalyseur, étudiant l'action du bromure d'éthyle sur le naphtalène. Dans ce cas également, l'emploi du dérivé organométallique permet d'atteindre un degré de substitution plus élevé que lorsqu'on utilise le chlorure ou le bromure d'aluminium, et de plus, nous avons obtenu, à côté des dérivés de substitution du naphtalène, de l'hexaéthylbenzène avec un rendement d'environ 10 %, alors que rien de semblable ne s'observe avec le chlorure ou le bromure d'aluminium. Nous avons d'abord cherché à éliminer certains facteurs susceptibles d'intervenir; impuretés du naphtalène, traces d'iode utilisées pour catalyser la préparation du bromure d'éthyl-aluminium, mais en l'absence de ces produits, la réaction a quand même lieu. Nous avons donc essayé d'établir le mécanisme d'une telle réaction.

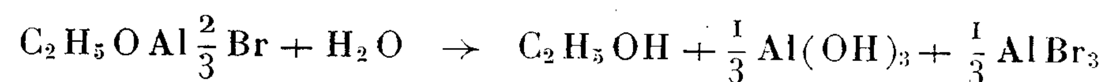
Nous avons envisagé l'addition d'une molécule de dérivé organométallique en position 1.4 :



La structure allylique du cycle semi-saturé faciliterait la coupure de la molécule, donnant naissance à une molécule de benzène, laquelle réagirait ensuite avec le bromure d'éthyle.

Nous avons cherché à isoler le produit résultant de l'hydrolyse de cette substance intermédiaire, en faisant agir le naphtalène sur le bromure d'éthyl-aluminium exempt de bromure d'éthyle, mais nous nous sommes heurtée à de grandes difficultés, car la décomposition par l'eau du mélange réactionnel est fortement exothermique et il en résulte une carbonisation presque complète des produits de la réaction.





La décomposition par l'alcool absolu, puis par l'eau est une réaction

moins vive, ce qui nous a permis d'isoler par distillation une fraction correspondant au produit cherché.

Les résultats fournis par le spectre infrarouge sont très compatibles avec la formule (I), malheureusement nous n'avons pas réussi à isoler à l'état pur l'éthyl-1 dihydro-1.4-naphtalène.

Le mécanisme proposé pour la formation d'hexaéthylbenzène lors de l'action du bromure d'éthyle sur le naphtalène, en présence de bromure d'éthyl-aluminium est donc seulement appuyé, mais non démontré définitivement par cette expérience.

De toute façon, nous avons montré que les composés organoaluminiques améliorent les rendements en produits polysubstitués dans la réaction de Friedel et Crafts.

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Étude cristallographique d'un nouvel oxyde double de tantale et d'uranium.* Note (*) de Mme **Madeleine Gasperin**, présentée par M. Charles Mauguin.

En chauffant un mélange de UO_2 et de Ta_2O_5, on obtient : 1° avec un excès d'oxyde d'uranium : des cristaux de U_3O_8; 2° avec un mélange équimoléculaire : l'oxyde $U_2Ta_2O_7$ déjà identifié, et un nouvel oxyde double UTa_2O_8 isostructural de U_3O_8.

Par la fusion au four à induction des deux oxydes pulvérisés Ta_2O_5 et UO_2 en quantités variables, nous avons pu identifier plusieurs corps cristallisés :

1° Aux environs de 1600°, un mélange riche en oxyde d'uranium ($3UO_2 + 1TA_2O_5$) conduit à la formation de cristaux noirs, brillants d'oxyde U_3O_8. Ces cristaux, très ramifiés, se présentent en plaquettes pouvant atteindre 1 mm² de surface.

Des clichés de Weissenberg ont permis de confirmer les résultats déjà établis sur les clichés de poudre de ce corps ([1]). La maille orthorhombique pseudo-hexagonale a pour paramètre : $a = 6,70$ Å, $b = 11,94$ Å, $c = 4,14$ Å, et renferme $2(U_3O_8)$. Le groupe de symétrie est Amm2, et les positions des atomes d'uranium sont les suivantes :

$$2U_I: \quad 0 \quad 0 \quad 0; \qquad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad 0.$$

$$4U_{II}: \quad x \quad y \quad 0; \qquad x \quad -y \quad 0; \qquad x+\frac{1}{2} \quad y+\frac{1}{2} \quad 0; \qquad x+\frac{1}{2} \quad \frac{1}{2}-y \quad 0.$$

avec $x = 0,04$ et $y = 0,326$, comme l'a montré Baenziger.

2° En chauffant aux environs de 1200° un mélange équimoléculaire des deux oxydes UO_2 et Ta_2O_5, on obtient une masse cristallisée jaune transparente, généralement recouverte d'une poudre blanche. Cette dernière, cubique, a déjà été identifiée comme étant le composé $U_2Ta_2O_7$ ([2]).

Le produit jaune fournit le cliché de poudre d'un corps hexagonal, et les raies se placent dans des positions très voisines de celles de l'oxyde U_3O_8. Les paramètres déduits de ce cliché sont : $a = 6,41 \pm 0,05$ Å, $c = 3,95 \pm 0,05$ Å; et les indices des raies ne présentent pas d'extinction systématique.

Étant donnée l'analogie de ce diagramme avec celui de U_3O_8, (en notation orthorhombique les paramètres seraient $a = 6,41$ Å, $b = 11,10$ Å, $c = 3,95$ Å), on pouvait penser que ce composé répondait à la formule $(U, Ta)_3O_8$. Le dosage du rapport des concentrations des atomes de tantale aux atomes d'uranium effectué au spectrographe à rayons X a donné : $Ta/U = 1,9$. D'autre part la densité théorique calculée pour UTa_2O_8 : 8,60 g/cm³ est assez proche de la densitée mesurée : $8,3 \pm 0,05$ g/cm³. Il est donc probable que la formule de ce composé est voisine de UTa_2O_8.

Dans la maille hexagonale $a = 6,41$ Å, $c = 3,95$ Å, qui contient 1 (UTa_2O_8) l'atome d'uranium doit occuper la place de U_I de U_3O_8, et les atomes de tantale remplacent les U_{II}. Ceci leur donne les positions

$$1\,U:\quad 0\quad 0\quad 0$$

$$2\,Ta:\quad \frac{2}{3}\quad \frac{1}{3}\quad 0;\qquad \frac{1}{3}\quad \frac{2}{3}\quad 0.$$

Le calcul des facteurs de structure conduit alors à des intensités qui s'accordent bien avec les intensités observées.

Malheureusement, dans cette structure comme dans celle de U_3O_8, la contribution des atomes d'oxygène est très faible vis-à-vis de celle des atomes d'uranium (toujours maximum) et de tantale, et il est impossible de les placer avec certitude. Toutefois, pour des raisons d'encombrement, il est probable qu'ils se placent dans les positions suivantes du groupe $P\bar{3}1m$:

$$2\,O_I:\quad \frac{1}{3}\quad \frac{2}{3}\quad \frac{1}{2};\qquad \frac{2}{3}\quad \frac{1}{3}\quad \frac{1}{2}.$$

$$6\,O_{II}:\quad \frac{1}{3}\quad 0\quad z;\qquad 0\quad \frac{1}{3}\quad z;\qquad -\frac{1}{3}\quad -\frac{1}{3}\quad z;$$

$$-\frac{1}{3}\quad 0\quad -z;\qquad 0\quad -\frac{1}{3}\quad -z;\qquad \frac{1}{3}\quad \frac{1}{3}\quad -z;\qquad \text{avec}\quad z = 0,17.$$

Ces positions correspondent d'ailleurs à celles qu'avait trouvées Zachariasen pour les oxygènes de l'oxyde UO_3 hexagonal, qui a un oxygène de plus à 1/2 1/2 0.

En utilisant ce schéma pour notre oxyde UTa_2O_8, on voit que les atomes d'uranium et les atomes de tantale sont entourés chacun par six atomes d'oxygène O_{II}, et la distance U-O_{II} ou Ta-O_{II} = 2,24 A. Il y a de plus des chaînes Ta-O_I-Ta parallèles à l'axe c telles que Ta-O_I = $c/2$ = 1,975 A.

(*) Séance du 18 février 1957.

(1) N.-C. BAENZIGER, *Atomic Energy Comm.*, A.E.C.D., 3237.

(2) M. GASPERIN, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1534.

GÉOLOGIE. — *La limite Crétacé-Tertiaire sur le versant Sud des Pyrénées occidentales.* Note de M. **Jean-Philippe Mangin**, présentée par M. Charles Jacob.

L'aire de sédimentation comprise entre le Rio Araquil, à l'Ouest, et le Rio Esca, à l'Est (Navarre), fournit un exemple typique de l'évolution du domaine pyrénéen pour la fin du Crétacé et le début du Tertiaire.

Comme dans la Barranca située un peu plus à l'Ouest, la sédimentation sénonienne est de type flysch calcaire (Ciry, 1951). Mais à partir du Maestrichtien, les caractères sédimentologiques des dépôts changent progressivement; les terres émergées qui, vraisemblablement usées, ne fournissaient que peu d'apports terrigènes doivent s'élever lentement et peut-être se gauchir légèrement. Elles donnent alors naissance à un matériel plus grossier augmentant le domaine des auréoles gréseuses de la zone littorale; plus loin des côtes, les marnes se chargent de fins débris de quartz et de mica. Enfin, l'ensemble de ces dépôts prend une teinte rousse ou rose. Dans la région s'étendant au Nord de Pampelune, où la série paraît la plus complète, la partie terminale de ces couches m'a fourni une riche faune de Foraminifères avec les principales espèces suivantes : *Globotruncana arca* Cush., *Gl.* aff. *Gl. stuarti* de Lapp., *Gümbelina globulosa* Ehr., *Pseudotextularia varians* Rzehak et des Globigerinelles du groupe *G. messinæ* Bronnimann. Vers le Sud et l'Est, dans des zones néritiques de faciès « nankin », ces mêmes espèces s'accompagnent de *Lepidorbitoides socialis* Leym. et *Siderolites calcitrapoides* Lmk. Cette faune, généralement attribuée au Maestrichtien supérieur, figure dans des dépôts terminant une séquence d'allure régressive. Cette séquence s'arrête là; en effet, les dépôts suivants constituent des lithotopes très différents.

1. Sur les marnes rosées maestrichtiennes, viennent des calcaires marneux, noduleux, s'accompagnant presque toujours d'un *horizon conglomératique* de remaniement sur place. Ces niveaux, dont l'épaisseur est très variable (2 à 30 m) montrent en plaques minces un grand nombre de sections de Globigérines. Comparées aux figurations de M. Reichel (1953), ces Foraminifères s'apparentent étroitement à ceux retrouvés par cet auteur dans les couches de Faxe ou de la Scaglia de l'Apennin (niveau 33). Généralement à *test mince* et de petite taille, les espèces les mieux représentées sont *Globigerina pseudobulloides* Plummer, *Gl.* aff. *Gl. hornibrooki* Bronnimann et des formes aplaties du groupe de *Gl. compressa* Plummer (l'amorce d'une carène fournirait ici un argument aux auteurs rangeant ces formes dans le genre *Globorotalia*). L'étroite similitude des formes navarraises avec celles de Faxe présentées par Reichel peut permettre d'assimiler les calcaires qui les contiennent au Danien *sensu stricto*. A ces

niveaux correspondent, dans les zones néritiques, des calcaires magnésiens ou lithographiques avec des algues et des Miliolidés et localement des dolomies (Mangin, 1955).

2. A la partie supérieure des niveaux précédents apparaissent, en intercalations, plusieurs bancs calcaires dont l'épaisseur totale varie de 4 à 30 m. Ce sont des calcaires à algues (*Lithothamnium*),dont le microfaciès est celui d'un dépôt en eaux agitées, sur un haut fond, ou d'un dépôt de transgression. Des flocons de boue calcaire à Globigérines sont cimentés par de la calcite cryptocristalline; leurs contours flous indiquent nettement que le remaniement est pratiquement contemporain du dépôt. Peut-être s'agit-il de dépôts floculés exactement contemporains. Quelques Foraminifères benthiques accompagnent ces galets mous (Textularidés, rares Miliolidés, *Eorupertia* Yabe et Hanzawa et peut-être *Cymbaloporella* Cush.). Il est très important de noter la présence dans la pâte de nombreuses Globigérines parmi lesquelles subsistent encore quelques espèces du niveau précédent s'associant à des formes déjà plus élevées, à *test plus épais*, du groupe de *Gl. triloculinoides* Plummer. Les couches supérieures de cet horizon à algues renferment les premiers Truncorotalidés avec des individus se rapprochant de *T. angulata* White. Mais le fait capital est que dans la partie moyenne des calcaires apparaissent de grands Foraminifères typiques du Nummulitique : *Operculina heberti* Munier-Chalmas et *Orthophragmina seunesi* Douvillé.

3. A ces calcaires à algues succède, dans la région centrale de la zone étudiée, un épisode marneux. Dans ces marnes se présentent de nombreuses Globigérines parmi lesquelles dominent *Gl. triloculinoides* et des Truncorotalidés avec *T. wilcoxensis* Cush. et Ponton, *T. membranacea* Ehr. et *T. angulata*. Ces espèces se continuent dans le calcaire sus-jacent.

Les observations qui précèdent mettent en relief les faits suivants : dans le domaine étudié, les couches qui peuvent être vraisemblablement rattachées au Danien vrai présentent un cachet nettement tertiaire et sont très différentes des couches maestrichtiennes. Leur épaisseur variable et leur faciès indique qu'elles se sont peut-être déposées sur une surface post-maestrichtienne déformée, mais elles ne présentent en aucun cas un caractère vraiment régressif. Sur le terrain, aucune discordance angulaire n'apparaît, mais il est possible qu'une lacune existe localement entre le Maestrichtien à *Globotruncana-Gümbelina* et le Danien à Globigérines. Dans le cas présent, les faunes de Foraminifères ne permettent pas d'accorder une bien grande durée à une hypothétique lacune.

Les différences observées dans les faunes comme le changement dans le régime sédimentaire peuvent être le résultat de l'émersion maestrichtienne commandant sans doute un nouveau type climatique dont le retentis-

sement est notable dans la sédimentation calcaire ainsi que dans la faune et la flore (épaississement des tests, algues calcaires, etc.).

En résumé, les faits qui viennent d'être exposés font ressortir une nette distinction entre les niveaux maestrichtiens de caractère régressif, comportant une association à *Globotruncana*, *Gümbelina* et *Pseudotextularia*, et les couches daniennes, inaugurant un nouveau cycle sédimentaire, et renfermant une faune à caractères tertiaires s'affirmant dans les niveaux immédiatement supérieurs. Déjà, dans les couches types de Faxe, F. Brotzen (1940, 1948) et P. Bronnimann (1953) ont signalé les Globigérines décrites dans le Paléocène américain par H. Plummer (1926). Avec les mêmes faunes, ce « Danien » type se présente dans l'Apennin, dans le Proche-Orient (T. Grimsdale, Z. Reiss, etc.), dans le domaine nord-africain (Congrès mondial du Pétrole, 1955), enfin dans les Pyrénées comme il vient d'être dit. Il paraît logique, pour des raisons d'antériorité, de conserver, pour désigner ces couches, le terme de Danien, quitte à faire de cet étage le premier de l'Ère Tertiaire puisqu'il renferme une faune paléocène. Cette solution, déjà suggérée en 1918 par J. de Lapparent, a récemment été proposée, et fort heureusement à mon sens, par Z. Reiss (1955) pour le Proche-Orient. Rien ne paraît s'opposer à la généralisation de cette notion, les auteurs semblant s'accorder sur la correspondance du Danien avec la base du Paléocène. Notons, pour terminer, que le terme de Paléocène, employé souvent dans un sens trop compréhensif, prête à confusion car les couches qui le représentent comportent en bien des points, et pratiquement dès leur base, les grands Foraminifères typiques de l'Éocène.

GÉOLOGIE. — *Sur l'âge absolu des migmatites du massif du Saint-Barthélemy, dans les Pyrénées ariégeoises.* Note de MM. **Maurice Roques** et **Jean Thiebaut**, présentée par M. Charles Jacob.

L'unité des gneiss pyrénéens et leur caractère migmatique furent mis en évidence par E. Raguin en 1938 ([1]). P. Hupé montra en 1947 l'âge hercynien de ces migmatites ([2]). En 1954, cependant, H. J. Zwart ([3]) crut observer dans le massif du Saint-Barthélemy une discordance séparant deux séries cristallophylliennes auxquelles il attribua des âges respectivement antécambrien et hercynien. Cette thèse fut, d'ailleurs à juste titre, combattue récemment par G. Guitard ([4]), qui reprit l'interprétation classique d'une seule série gneissique hercynienne. Nous avons pensé que la mesure de l'âge absolu de ces formations devait apporter un argument décisif dans ce débat.

Un premier échantillon (n° 1) a été prélevé le long de la route d'Arnave

à Cazenave, à mi-chemin entre ces deux localités, dans le socle présumé antécambrien par H. J. Zwart. Il s'agit d'une migmatite litée, à grain relativement fin, formée de quartz, microcline, oligoclase, biotite et grenat. L'échantillon n° 2, de composition minéralogique très voisine, est une migmatite œillée, provenant d'un affleurement à 700 m au Nord-Est de Croquier; selon H. J. Zwart, il s'agirait là d'une roche d'âge hercynien.

La méthode utilisée est celle dite au « plomb α-zircon », proposée par E. S. Larsen, N. B. Keevil et H. C. Harrison (5), dont la technique quelque peu modifiée a été exposée récemment par l'un d'entre nous (M. R.) (6).

Après broyage, tamisage et concentration des minéraux lourds au pan, le zircon a été isolé par traitement aux liqueurs denses (chromoforme, iodure de méthylène et liqueur de Clerici) et par l'électroaimant, au Laboratoire de Géologie de la R. A. P. à Saint-Gaudens, avec le précieux concours de M. Tchimichkian.

La radioactivité α du thorium et de l'uranium inclus dans le zircon et la teneur en plomb ont été mesurées au Laboratoire de Géologie et de Minéralogie de la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand par Mme C. Pangaud. L'âge a été déterminé sur graphique (7). Les résultats sont les suivants :

Échantillon n°	1.	2.
Plomb en microgrammes par gramme	26	20
Activité α par milligramme et par heure	263	226
Age apparent du zircon en millions d'années	235	210

Les deux âges ainsi trouvés se situent dans le Carbonifère, d'après l'échelle des temps géologiques d'A. Holmes (8). Compte tenu d'une erreur probable de l'ordre de 10 % dans les mesures, ces deux résultats confirment l'unité d'âge des migmatites du Saint-Barthélemy, comme l'avait souligné E. Raguin dès 1938.

(1) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 5e série, **8**, 1938, p. 11-36.
(2) *C. R. somm. Soc. Géol. Fr.*, 1947, p 85-86.
(3) *Leidse Géol. Mededel.*, **18**, 1953, p. 1-228.
(4) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 6e série, **5**, 1955, p. 441-469.
(5) *Bull. Soc. Géol. Amer.*, **63**, 1952, p. 1045-1052.
(6) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 528.
(7) *Bull. Soc. Fr. Minér. Cristall.*, **79**, 1956, p. 293-300.
(8) *Trans. Géol. Soc. Glascow*, **21**, 1945-1946, p. 117-152.

GÉOLOGIE. — *Observations préliminaires sur la métallogénie des Cévennes méridionales entre Montdardier et la vallée de l'Auzonnet (Gard).* Note de M. **André Bernard**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La présence des puissantes séries houillères du bassin d'Alès entre le socle antéstéphanien et la couverture secondaire des Cévennes méridionales permet de présenter deux arguments à l'encontre de la genèse par reprise hydrothermale secondaire des gîtes de la couverture sédimentaire des Cévennes du Sud-Est.

Les indices minéralisés qui ont justifié la concession de nombreuses surfaces pour fer, pyrite, plomb, zinc et métaux connexes, dans la partie Nord-Est du département du Gard se répartissent, avec une densité particulièrement forte, le long d'une zone allongée NNE-SSO en bordure des Cévennes hercyniennes du Sud. Depuis la vallée de l'Auzonnet jusqu'à Durfort, les concessions se suivent de manière continue. La concession de Saint-Hippolyte-du-Fort et les indices de la Montagne des Cagnasses lient ce premier groupe de concessions à celui de Saint-Laurent-le-Minier, continu depuis Sumène jusqu'à Montdardier, en suivant la bordure Sud-Est du horst de Saint-Bresson. Tous ces gisements sont situés dans la couverture sédimentaire des Cévennes méridionales, ou bordure sous-cévenole. Dans le Gard, seuls quelques filons quartzeux minéralisés ont donné lieu à des concessions intéressant les terrains antéstéphaniens des Cévennes : Rouvergue, région de Sainte-Cécile-d'Andorge, de Saint-Jean-du-Gard. En Lozère, ce type de gisement est mieux représenté : col de Jalcreste (Bluech et Pradal), le Viala, Villefort. L'importance économique de ces gisements de socle est loin, cependant, d'être comparable à celle des gîtes de couverture où l'on trouve en particulier les mines suivantes : Les Malines, Saint-Félix-de-Paillères, Saint-Sébastien-d'Aigrefeuille, Le Soulier.

Ainsi, le premier caractère de la métallogénie des Cévennes du Sud est le suivant : les gisements métallifères les plus nombreux et les plus importants sont situés dans les séries secondaires qui recouvrent les terrains primaires.

Mention doit être faite ici des terrains houillers du bassin des Cévennes qui, dans la mesure où ils sont connus, entre Alès et la vallée de l'Auzonnet, ne présentent aucune minéralisation métallifère en dehors des traces sulfurées très généralement associées aux charbons.

Caractères généraux des gisements de la bordure sous-cévenole. — Il s'agit de gîtes encaissés dans des séries marines épicontinentales, qui constituent la couverture d'un socle dans l'acceptation tectonique de ces deux termes. Ces formations n'ont subi que des déformations cassantes (les plis sont en général très peu accusés, sauf en des zones très restreintes : zone d'Anduze, de Montaud-Taupessargues au Nord de Durfort, etc.).

Par ordre de fréquence les roches encaissant ces gisements sont : carbonatées, siliceuses (détritiques ou chimiques), marneuses.

Minéralogiquement, la paragenèse d'ensemble est très simple : Sulfures : galène, blende (wurtzite rare), pyrite, marcassite, melnicovite accessoirement. Plus rarement, sauf en certains gisements : bournonite, semséyite, argents rouges. Gangues : calcite, dolomite, barytine (très abondante en certains gisements : Mas Dieu), silice (quartz et chalcédoine). La fluorine est très rare (Durfort).

Morphologiquement, tous ces gisements se présentent en amas stratoïdes (les amas barytiques non stratifiés des Malines, de Saint-Laurent-le-Minier, les indices pyriteux de Corbès, sont à ce titre des exceptions), c'est-à-dire concordants avec la stratification des couches.

Régionalement, tous ces amas peuvent être mis en relation avec un certain nombre d'horizons stratigraphiques, ct localisés à proximité des failles. Les directions sont soit NNE-SSO (cévenole), soit Est-Ouest; l'importance des rejets est variable. Il est difficile en ce domaine d'établir une règle générale. Il semble cependant que le Trias ne soit minéralisé qu'à proximité de failles ayant une importance régionale (faille de Saint-Félix-de-Paillères-Saint-Sébastien-d'Aigrefeuille; failles des Malines et d'Anjeau, faille de Drulhes-Mercoirol, etc.), tandis que les formations plus récentes ne sont minéralisées qu'à proximité d'accidents d'importance locale (faille Pélorce-Lacoste-La Grande-Vernissière, faille de Vallatoujès-Saint-Hippolyte-du-Fort, etc.). Le tableau I résume ces considérations générales.

Genèse de ces gisements. — Aucune activité éruptive n'étant connue dans cette province métallogénique depuis le Stéphanien, et l'âge des gisements de couverture étant sûrement post-stéphanien, il semble que, parmi les théories classiques, seule la théorie de la reprise hydrothermale secondaire soit susceptible d'expliquer la genèse de ces minéralisations de manière plausible. Les caractères précédents suggèrent des gîtes explicables, à tous égards, par régénération du type par mouvements épéirogéniques, suivant H. Schneiderhohn.

Cependant, la présence des séries houillères, bien connues au Nord d'Alès, permet de soulever deux arguments à l'encontre de cette théorie.

1° La reprise hydrothermale secondaire des gisements de socle conduit à des gisements identiques dans la couverture, que celle-ci repose directement sur le socle antéstéphanien (Sud d'Alès) ou qu'elle en soit séparée par les puissantes séries houillères stériles (Nord d'Alès).

Ainsi, la traversée supposée de plusieurs centaines de mètres de sédiments houillers n'aurait entraîné aucune modification apparente des fluides de reprise hydrothermale. Ceci est difficile à admettre. Mais bien plus, alors que certaines roches houillères sont très analogues aux roches magasins minéralisées de la couverture (grès-arkose du Trias et certaines grattes stéphaniennes, en particulier), cette traversée n'aurait laissé sa trace sous aucune imprégnation métallifère repérable.

2° Le principal système filonien minéralisé ([1]), d'âge hercynien (direction moyenne Est-Ouest), est presque toujours stérile quand on décèle ses traces de rejeu tectonique dans la couverture du Nord d'Alès, alors que les minéralisations associées aux fractures de direction cévenole, très

riches dans la couverture, sont très pauvres quand on les connaît dans le socle. Si tant est que la circulation des fluides de reprise hydrothermale s'effectue dans des fractures rejouant de socle à couverture, à travers les séries houillères, il est curieux de noter l'absence quasi-générale de tout remplissage minéralisé de ces accidents, dans le houiller et dans la couverture.

Par ailleurs, l'accent a déjà été mis ([2]), sur l'origine syngénétique possible des minéralisations triasiques de la bordure sous-cévenole : les structures minéralisées elles-mêmes seraient liées à une tectonique contemporaine de la sédimentation. Il semble, d'après le tableau, que l'on puisse définir plusieurs niveaux de minéralisations syngénétiques. L'étude du remaniement de ces minéralisations, soit par recristallisation sur place (diagenèse), soit par migration, lors de déformations tectoniques ultérieures, est en cours.

Niveaux stratigraphiques (*).	Sud d'Alès.	Nord d'Alès.
Dogger moyen	Amas des Malines, Les Deux-Jumeaux, Saint-Hippolyte-du-Fort	Sauvagnac, Saint-Julien-de-Valguagues, Rousson (La Font-du-Rouve)
Sinémurien (**)	La Coste, La Grande-Vernissière	Saint-Florent (Le Bournigas)
Infralias	Caucanas, Line Roman (Valensole), Saint-Félix-de-Paillères, Le Pradinas	Vallat Pellet, Le Soulier, Mas-Dieu (pyrite), Panissière, Saint-Florent
Salifère inférieur et Muschelkalk	Alby-Fontbonne, Driolle, La Parade, Saint-Jean-du-Pin	L'Espinette (Cendras) Mas-Dieu-Laval, barytine du Mas-Dieu-Mercoirol
Trias inférieur	Montdardier, Les Malines, Alby-Fontbonne, Maudesse, Saint-Félix-de-Paillères	Vieux travaux de Laval

(*) Les horizons minéralisés ne sont pas définis ici plus précisément afin de conserver une valeur régionale.

(**) Quand les formations sont dolomitiques ou siliceuses (Dome de Durfort, vallée de l'Auzonnet).

([1]) LAN, *Annales des Mines*, 5e série, 7, 1954, p. 351.

([2]) A. BERNARD, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1250 et 241, 1955, p. 228.

GÉOLOGIE. — *Précisions sur le Lias des Asturies et sur l'existence de mouvements intrajurassiques dans cette région.* Note de MM. **Gonzague Dubar** et **René Mouterde**, transmise par M. Gaston Delépine.

Existence d'une série liasique complète couronnée par le Bajocien inférieur. Des termes variés de cette série disloquée par failles sont recouverts par une puissante série kimméridgienne, ce qui prouve des mouvements intrajurassiques.

Schulz, Mengaud, puis l'un de nous ([1]) ont déjà signalé ou décrit le Lias de Ribadesella et des environs de Gijon H. Karremberg ([2]) s'en tient à ces données et note brièvement l'existence de mouvements néocimmériens en Asturies comme sur la côte cantabrique. Il les situe entre le Lias supérieur et un Kimméridgien ou Portlandien probable, car il garde des doutes sur la valeur de l'*Aspidoceras* cité par l'un de nous en 1925.

Dans une Note récente ([3]) nous avons confirmé l'existence entre Ribadesella et Gijon d'une puissante formation détritique bien datée du Kimméridgien. Dans tout ce domaine, elle repose en discordance (angulaire ou cartographique) sur le Lias marno-calcaire épais dont nous voudrions préciser les caractères. Les affleurements parcourus forment, entre Gijon et La Isla près de Colunga, un arc de cercle ouvert vers la mer; entourant les domaines kimméridgiens de Villaverde-Tazones et de Lastres, et atteignant vers l'intérieur les environs de Pola de Siero. Un deuxième bassin plus restreint va de la plage de La Vega à celle de Ribadesella.

Le Lias inférieur est une épaisse formation calcaréo-dolomitique de plus de 100 m. A la base (Ambas, Nord-Est de Villaviciosa, Est de la Isla) des calcaires dolomitiques en plaquettes, à lits de petits Mollusques peuvent être rapportés à l'Hettangien. Au-dessus, les dolomies calcareuses, non fossilifères, de La Isla et de Gijon (Est de Rio Piles) alternent avec des lits schisteux foncés bien stratifiés ou bréchiques; elles passent à des dolomies cloisonnées, puis à des dolomies et des calcaires localement fossilifères (*Mytilus*, *Gervillia*, *Ostrea*, Gastropodes) un peu dégagés par l'érosion.

Le Lotharingien inférieur existe dans la baie à l'Est de Rodiles (au Nord de Villaviciosa) sous forme de bancs calcaires compacts à entrelits marneux jaunes ou bleuâtres avec *Asteroceras* sp. et, à quelque distance, *Arnioceras* cf. *ceratitoides* (Qu.), *Entolium hehli* (d'Orb.), *Zeilleria perforata* (Piette). Sur la plage de Rodiles, on retrouve ce niveau à *Entolium hehli*, *Zeilleria perforata* associé à quelques petits *Promicroceras* sp. On pourrait lui attribuer aussi les calcaires à *Entolium hehli* du cap San Lorenzo (Gijon).

Le Lotharingien moyen à nombreuses Gryphées et *Zeilleria vicinalis* (Qu.) est déjà connu près de ce cap ([1]).

Le Lotharingien supérieur, un peu plus schisteux, affleure en de nombreux points : entre la plage de Serin (Est du cap San Lorenzo) et Ribadesella, il apparaît sur la route de Villaviciosa à Gijon (km 54), à la plage de Rodiles, à l'Est de Rodiles, au Nord-Est de Colunga, et à La Vega avec sa faune à *Echioceras*, *Euechioceras*, Bélemnites et nombreux Brachiopodes.

Le Pliensbachien (= Carixian) assez schisteux et bitumineux est formé de petits bancs calcaires alternant avec des marnes; les Brachiopodes sont nombreux, surtout à la base : *Rhynchonella thalia* d'Orb., *Spiriferina verrucosa* (Buch), *Zeilleria* (*Cincta*) *numismalis* (Lmk.). Au sommet le niveau à *Ægoceras capricornu* (Schlot.) est bien marqué; l'épaisseur passe de 15 ou 20 m à l'Est à 35 ou 40 m à Rodiles, au Nord de Villaviciosa.

Le Domérien inférieur, toujours assez schisteux, souvent bitumineux, débute avec des niveaux à *Protogrammoceras*, *Arieticeras*. Son épaisseur, faible à l'Est, 10 à 15 m, atteint 25 à 30 m au Nord de Villaviciosa.

Le Domérien supérieur (Ribadesella, La Vega, Lastres, Rodiles) comprend des bancs de calcaires foncés, mieux marqués (10 à 15 m) couronnés par quelques bancs plus tendres : nombreuses Bélemnites et Pectens : *P. acuticosta* Lmk., *P. æquivalvis* Sow., ainsi que *Paltopleuroceras buckmani* Mox., *P. pseudocostatum* Hyatt associés encore à *Amaltheus margaritatus* Montf. A la plage de Rodiles, il a livré un fragment indiscutable de *Tauromenia* sp., nouveau jalon de l'extension de ce genre ([4]).

Le Toarcien inférieur (Lastres, Rodiles, Ribadesella, 15 m environ) avec des calcaires plus tendres et des schistes bitumineux montre des niveaux très riches en *Harpoceras* du groupe de *H. falciferum* Sow., *Hildoceratoides* sp., *Cœloceras* sp.; au sommet viennent les *Hildoceras* du groupe de *H. sublevisoni* Fuc.

Le Toarcien moyen, foncé de bancs de calcaires réguliers, plus compacts alternant avec des marnes est bien caractérisé par *Hildoceras bifrons* Brug. (Lastres, Rodiles : environ 15 m).

A Rodiles, il est surmonté par des calcaires brun rouge à *Pseudogrammoceras* du Toarcien supérieur.

L'Aalénien inférieur avec plusieurs faunes de *Dumortieria*, l'Aalénien moyen à *Pleydellia aalenis* (Ziet.), *Cotteswoldia cf. distans* S. Buck., l'Aalénien supérieur avec *Ludwigia subrudis* S. Buck., *L.* (*Reynesella*) cf. *pioides* S. Buck., sont visibles à l'Est de la plage de Colunga (= playa de Griega); la roche est un calcaire marneux ou une marne gréseuse dure, riche en éléments détritiques fins, légèrement micacés de couleur gris de fumée.

En ce point, le Bajocien inférieur avec *Sonninia* cf. *magnispinata* S. Buck. et *Witchellia* sp. du groupe de *W. læviuscula* Sow. dans un calcaire finement gréseux et micacé, couronne la série aalénienne (1 à 2 m).

Ainsi le Lias est maintenant connu tout entier sur la côte asturienne avec un faciès marno-calcaire assez constant, mais il est affecté par de

nombreuses failles et gauchissements qui rendent le lever d'une carte difficile en dehors de la zone côtière.

Certains mouvements tectoniques se sont produits pendant le Jurassique comme le montrent les rapports entre le Lias et les formations détritiques du Jurassique supérieur : à l'Est de la plage de Colunga, les grès kimméridgiens reposent en discordance sur le Bajocien inférieur et l'Aalénien supérieur; ailleurs la discordance est moins visible mais le Jurassique recouvre des termes variés du Lias; ainsi à Lastres, à 2 km au Nord-Ouest de la plage de Colunga, le Kimméridgien repose sur le Toarcien moyen, à Rodiles sur le Toarcien supérieur, à Ribadesella sur la base du Toarcien moyen, à La Vega sur le Domérien supérieur, à la plage de Serin près de Gijon sur le Domérien inférieur ou moyen (20 à 30 m au-dessus du niveau à *Echioceras*).

En plusieurs points (Rodiles, Lastres) les couches terminales du Lias ont une teinte brun-rouge comme si elles avaient été rubéfiées; il en est de même pour certains galets de calcaire liasique incorporés à la base des poudingues siliceux du Jurassique supérieur de la plage de Serin près de Gijon.

(1) G. DUBAR, *Mém. Soc. Géol. du Nord*, 9, fasc. 1, 1925, p. 222-224, 229-232, 239-240.
(2) *Publ. extranj. s. Geologia de España*, 3, 1946, p. 129-130, traduction d'un original allemand, Berlin, 1934.
(3) G. DUBAR et R. MOUTERDE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 99.
(4) R. MOUTERDE, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1980.

PALÉONTOLOGIE. — Temnoclemmys, *nouveau genre de Chéloniens lacustres du Néogène de Catalogne*. Note (*) de M. **FRÉDÉRIC-MARIE BERGOUNIOUX**, présentée par M. Jean Piveteau.

La révision des Reptiles fossiles de Catalogne a permis d'isoler un certain nombre d'échantillons de Chéloniens conservés à la Section de Paléontologie du Musée de Sabadell (Barcelone). Ils proviennent tous du Vallésien (Pontien inférieur) du Vallès-Pénédès, petite unité structurale de la dépression prélittorale catalane au Nord de Barcelone.

Quatre espèces ont été reconnues qui se rattachent toutes à un même genre, voisin de *Clemmys*. Ce sont, en effet, des formes paludines de petite taille dont la carapace est unie au plastron par une suture osseuse, tout le long du pont sternal. Elles se caractérisent par l'allure spéciale des pièces ventrales : la partie antérieure du plastron est brusquement tronquée suivant une ligne horizontale, terminée à chaque extrémité par une légère saillie. On a ainsi une étroite baguette rectangulaire entièrement recouverte par les écussons gulaires, pièces triangulaires et de dimensions très diffé-

rentes suivant les groupes, ce qui permet de les différencier facilement, Il paraît donc légitime de les inclure dans un genre nouveau : *Temnochlemmys*, de la famille des *Emydidés*.

Les quatre espèces sont aisément reconnaissables :

1° *Temnoclemmys elongata*, d'Hostalets de Pierola : forme allongée et gracile; gulaires de petites dimensions, arrondis à la partie inférieure et coupant nettement le sommet de l'entoplastron, grande plaque losangique dont la grande diagonale est située sur l'axe longitudinal du plastron.

2° *T. cordiformis*, de Villadecaballs : forme de petite taille, d'allure cordiforme, très évasée à la partie antérieure. Plastron convexe à l'avant; gulaires faibles et triangulaires dont la pointe arrière effleure le sommet de l'entoplastron quadrangulaire dont la partie postérieure est arrondie.

3° *T. vallesensis*, de Villadecaballs : forme plus allongée que la précédente; gulaires petits et triangulaires dont la pointe arrière est largement séparée de l'entoplastron losangique, transversalement allongé.

4° *T. batalleri* Berg. : petite forme gracile; plastron plus massif et partie arrière de l'entoplastron très arrondie. Gulaires triangulaires à sommes postérieur effilé. Suture huméro-pectorale coupant l'arrière de l'entoplastron, presque à la hauteur des épiplastrons.

Endémisme des espèces vallésiennes. — Outre les formes qui viennent d'être mentionnées, quelques autres Chéloniens appartiennent au Vallésien du Vallès-Pénédès : *Cheirogaster arrahonensis*, du sous-sol de Sabadell, *Testudo catalaunica* Bat. de Sant Quirze, *Test. Richardi* Berg. d'Hostalets de Pierola. Ils présentent aussi certains caractères anatomiques, inconnus chez les autres Chéloniens de la péninsule. La faune herpétologique a donc durant cette période un cachet spécial, bien que ses rapports avec les formes antérieures et postérieures ne laissent aucun doute. C'est ainsi que *Temnoclemmys* dérive de *Clemmys* dont un exemplaire de petite taillle existe dans le Burdigalien supérieur de Rubi, dans le Pénédès, et qui présente de nombreuses affinités avec *T. batalleri*. *Testudo catalaunica* laisse présager *Test. ibera* qui, depuis le Pléistocène ancien des faubourgs de Barcelone, peuple les régions méditerranéennes; *Test. Richardi* assez différente de *Test. Bolivari* du Miocène continental de Castille semble cependant avoir avec elles des rapports qu'il est difficile de préciser; seul *Cheirogaster arrahonensis*, en relation avec *Ch. maurini* du Ludien de la région bordelaise, ne peut être rattaché à une forme ibérique.

Or les observations effectuées sur les Mammifères par Crusafont et Villalta (1), (2) aboutissent au même résultat. Le Pontien inférieur (Vallésien) de Catalogne doit être considéré comme une formation spéciale : la faune mammalogique présente des affinités vindoboniennes et pontiennes indiscutables, mais elle comprend, en outre, une notable proportion de formes endémiques :

52 % des genres sont connus au Vallésien et au Vindobonien;
18 % des genres y sont connus au Vallésien et au Pontien *sensu stricto*;
21 % des genres sont connus au Vallésien, au Vindobonien et au Pontien;
9 % des genres sont spéciaux au Vallésien.

A cette époque, la partie occidentale de l'Europe devait former une grande province zoologique où abondaient les marécages et les forêts. C'est ce que j'avais aussi conclu, avec F. Crouzel, à la suite de nos études sur les Mastodontes du Portugal ([3]) et de l'Aquitaine ([4]). Un isolement temporaire de la petite dépression du Vallès-Pénédès, au début du Pontien, a facilité le développement des espèces endémiques, alors qu'au Pontien *sensu stricto* les relations avec l'Europe orientale étaient établies donnant à la faune des affinités pikermiennes (faciès steppique).

L'étude des Chéloniens confirme ces observations.

(*) Séance du 18 février 1957.
([1]) *XIX^e Congr. géol. intern.*, sect. XIII, fasc. 13, Alger, 1954, p. 111-117.
([2]) *Ibid.*, p. 119-126.
([3]) *Mém. Serv. géol. Portugal*, nouv. série, n° 1, Lisbonne, 1952, p. 136-139.
([4]) *III^e Curs. intern. Paléont. Sabadell*, 1956 (sous presse).

PALÉONTOLOGIE. — *Sur la persistance du genre* Dacosaurus *dans le Néocomien de la Haute-Provence*. Note de M. **Jacques Debelmas**, transmise par M. Léon Moret.

Entre Castellane et Draguignan, plusieurs découvertes d'une espèce nouvelle de Crocodilien marin apparentée à *Dacosaurus maximus* Plien., prouvent la survivance dans le Néocomien de ce secteur de la mer vocontienne, de représentants d'un genre considéré jusqu'alors comme disparu à la fin du Jurassique.

En 1951, j'avais découvert près de Comps (Var), entre Castellane et Draguignan, à la base de l'Hauterivien, des ossements d'un grand Crocodilien marin attribuable au genre *Dacosaurus* (Métriorhynchidés = Thalattosuchiens d'E. Fraas). La même année, A. Demians d'Archimbaud trouvait, au même niveau et à 10 km plus au Nord, à Robion, près de Castellane, un fragment de métatarsien que l'on pouvait rapporter à ce même genre. Enfin, en 1956, A. Strannoloubsky recueillait près de La Martre (Var), à 10 km au Nord-Est de Comps, mais cette fois, semble-t-il, dans le Valanginien supérieur, une nouvelle série d'ossements appartenant encore à une forme identique à celle de Comps.

La série des pièces osseuses que l'on possède maintenant est finalement la suivante :

Comps : 3 vertèbres dorsales complètes, 2 vertèbres caudales incomplètes, 6 dents dont 4 entières, 2 humérus, 1 fémur, 1 radius, 12 côtes complètes (et de nombreux fragments

dont 5 parties sternales), 1 os du carpe (?), 1 fragment de métatarsien ou de phalange du membre postérieur, 2 phalanges terminales (?).

Robion : fragment d'un métatarsien.

La Martre : 2 dents, 1 calotte crânienne, 3 vertèbres cervicales (dont l'axis, inconnu jusqu'alors chez les Dacosaures), 6 vertèbres caudales (dont plusieurs incomplètes), 2 omoplates (incomplètes), 1 métatarsien (incomplet) et de nombreux fragments de côtes.

Les ossements de Comps ont déjà été décrits en détail ([1]). Ceux de Robion et de La Martre ([2]) le seront prochainement ([3]). Mais dès maintenant un certain nombre de conclusions méritent d'être dégagées de ces découvertes.

1. Du point de vue systématique, on ne peut qu'être frappé par les grandes analogies qui existent entre ces ossements crétacés et ceux de certains Dacosaures jurassiques décrits dans la monographie de E. Fraas ([4]), en particulier *D. maximus* Plieninger, connu par un magnifique exemplaire trouvé à Staufen (Bavière). Au point que les ossements recueillis à Comps ne permettaient aucune distinction entre ces deux formes. Les dents seules de celle de Comps étaient plus petites, mais E. Fraas avait signalé l'existence d'une variété *gracilis* de *D. maximus*, définie par Quenstedt précisément sur ce caractère des dents. D'où la détermination du Crocodile de Comps comme *Dacosaurus maximus* Plieninger var. *gracilis* Quenstedt.

A vrai dire d'autres petites différences existaient bien entre lui et celui de Staufen (type de l'espèce *maximus*) : apophyses épineuses des vertèbres dorsales un peu plus longues et plus étroites à leur base, humérus plus court (108 et 120 mm au lieu de 135), à épiphyses et diaphyses plus larges (pour ces dernières, 70 mm au lieu de 42). Ces modifications pouvaient néanmoins être considérées comme évolutives et tout à fait normales, le type étant du Jurassique supérieur.

Mais la découverte de La Martre nous apporte un précieux élément de détermination qui manquait à Comps, la calotte crânienne (préfrontal gauche, fragment du nasal gauche, frontal complet, postfrontaux). Or, ici, des différences sérieuses se manifestent : la largeur du crâne mesurée à la hauteur des yeux ne dépasse pas 24 à 25 cm au lieu de 35 pour le type jurassique; l'angle de l'extrémité postérieure des os nasaux (entre préfrontaux et frontal) est faible, 30° environ, au lieu de 65°. De même les vertèbres cervicales sont plus courtes et de diamètre moindre.

Bref on a là un ensemble de différences qui sont tout aussi importantes que celles qui ont légitimé par exemple la distinction de *D. maximus* Plien. et d'une espèce apparentée, *D. Manselii* Hulke, distinction basée sur la longueur différente des prémaxillaires. Ainsi ne sommes-nous pas assurés d'avoir à Comps et à La Martre la variété *gracilis* Quenstedt, mais une forme convergente quant aux caractères des dents.

A vrai dire cette variété *gracilis* Quenstedt, basée sur des dents isolées de petite taille, n'a pas grande valeur : en l'absence de tout autre reste

osseux, on peut se demander s'il ne s'agirait pas simplement d'un jeune *D. maximus*. Aussi est-il prudent de laisser provisoirement à cette variété *gracilis* du Jurassique sa signification actuelle, jusqu'à découverte de restes autres que des dents, et de considérer que les Métriorhynchidés du Néocomien de la Haute-Provence représentent une espèce nouvelle, dans la mesure où l'on peut parler d'espèce nouvelle lorsqu'il s'agit probablement du terme extrême d'une évolution orthogénétique affectant modérément une espèce donnée (ici *D. maximus*).

2. Toutes les synthèses actuelles considèrent le genre *Dacosaurus* comme s'éteignant à la fin du Jurassique. Et pourtant dès 1922, G. Corroy (5) avait signalé l'existence de vertèbres et de dents de Dacosaures dans l'Hauterivien de Brillon (Meuse).

Les découvertes récentes des environs de Castellane prouvent la survivance de ces formes jusqu'à la fin du Néocomien dans ce secteur méridional de la fosse vocontienne. Ce que l'on peut d'ailleurs mettre en parallèle avec la survivance dans ces mêmes régions, d'un genre voisin, *Geosaurus*, également disparu d'Allemagne au Jurassique supérieur (par exemple *G. gigondarum* Rasp. du Crétacé inférieur du Vaucluse).

Il est enfin intéressant de remarquer aussi que l'étude de la série néocomienne de La Martre, comme celle de Comps, montre une diminution d'épaisseur de tous les niveaux, le remplacement progressif des Céphalopodes par les Bivalves. A Comps, localité la plus méridionale, j'avais même déjà signalé l'envahissement du Barrémien, devenu très mince, par la glauconie. Tous ces caractères traduisent l'approche du massif des Maures-Estérel, probablement émergé au Crétacé inférieur. De telles conditions paléogéographiques concordent bien avec l'idée que l'on peut se faire des mœurs de ces reptiles.

(1) J. Debelmas, *Trav. Lab. Géol. Fac. Sc. Grenoble*, 29, 1952, p. 101.

(2) Que M. l'Abbé de Lapparent a très aimablement voulu me communiquer pour étude.

(3) Voir *Trav. Lab. Géol. Fac. Sc. Grenoble*, 33 (sous presse).

(4) *Paleontographica*, 49, 1902.

(5) *Comptes rendus*, 174, 1922, p. 1192.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *La constitution auxinique de Tabacs sains ou atteints de maladies à virus : Présence et rôle de la scopolétine*. Note de M. **Jean Pavillard** et Mlle **Charlotte Beauchamp**, présentée par M. Raoul Combes.

L'examen des chromatogrammes en lumière ultraviolette révèle que la scopolétine est un constituant normal du Tabac. Sous l'influence de causes pathologiques (viroses, albinisme), sa teneur augmente considérablement tandis que celle de l'acide indolacétique décroît. Les extraits de Tabacs sains ou virosés contiennent en outre plusieurs fractions fluorescentes actives ou non dans les tests biologiques des auxines.

Le dosage des auxines par le test *Avena*-Standard a montré chez les plantes virosées l'existence d'une « hypoauxinie » parfois très accusée, toujours liée à un développement insuffisant de ces plantes [Pavillard ([1])]. Mais cette méthode n'avait pas permis d'envisager la cause réelle d'un tel phénomène : diminution de la teneur en acide indolacétique (AIA), ou présence d'inhibiteurs masquant l'auxine, hypothèse émise par Söding ([2]) à la suite des travaux de Best et d'Andreae ([3]). Ces auteurs ont isolé, l'un à partir de tabac mosaïqué, l'autre à partir de tubercules de pomme de terre atteints d'enroulement, une substance fluorescente en ultraviolet, la scopolétine (SC) : 6-méthoxy, 7-hydroxycoumarine. Or, la coumarine et ses dérivés sont des inhibiteurs puissants de la croissance [Thimann et Bonner ([4])], en particulier de la croissance des racines [Goodwin et coll.; Burstrom ([5])]. On peut donc se demander si ce ne serait pas l'accumulation de cette substance en abondance dans les tissus virosés qui serait à l'origine de la diminution de teneur en auxine mesurée.

La chromatographie de partage sur papier permettant, après élution, une analyse qualitative et quantitative des extraits auxiniques, nous avons entrepris l'étude comparative de la constitution auxinique de Tabacs sains ou atteints de diverses viroses.

Dès les premiers essais avec la méthode d'extraction de Kefford ([6]), nous n'avons pu trouver le AIA, même chez les Tabacs sains, ce qui semblait confirmer les résultats négatifs de Vlitos et Meudt ([7]). L'adjonction au broyat de feuilles, avant l'extraction, d'une quantité de AIA pur suffisante pour permettre, d'après les expériences préliminaires, de retrouver cet acide sur le chromatogramme développé n'ayant rien donné, nous avons envisagé la présence d'un *inhibiteur* ayant le même R_f que le AIA, masquant ainsi l'effet de l'auxine. L'examen des chromatogrammes développés en lumière ultraviolette a confirmé cette hypothèse. A l'emplacement du AIA (R_f 0,35) on observe une tache fluorescente, bleu brillant, tout à fait comparable à la fluorescence décrite par les auteurs comme caractérisant la scopolétine ([8]).

Pour supprimer cette superposition nous avons dû modifier les solvants de chromatographie ([9]).

L'étude des extraits auxiniques de *tabacs sains* conduit aux conclusions suivantes :

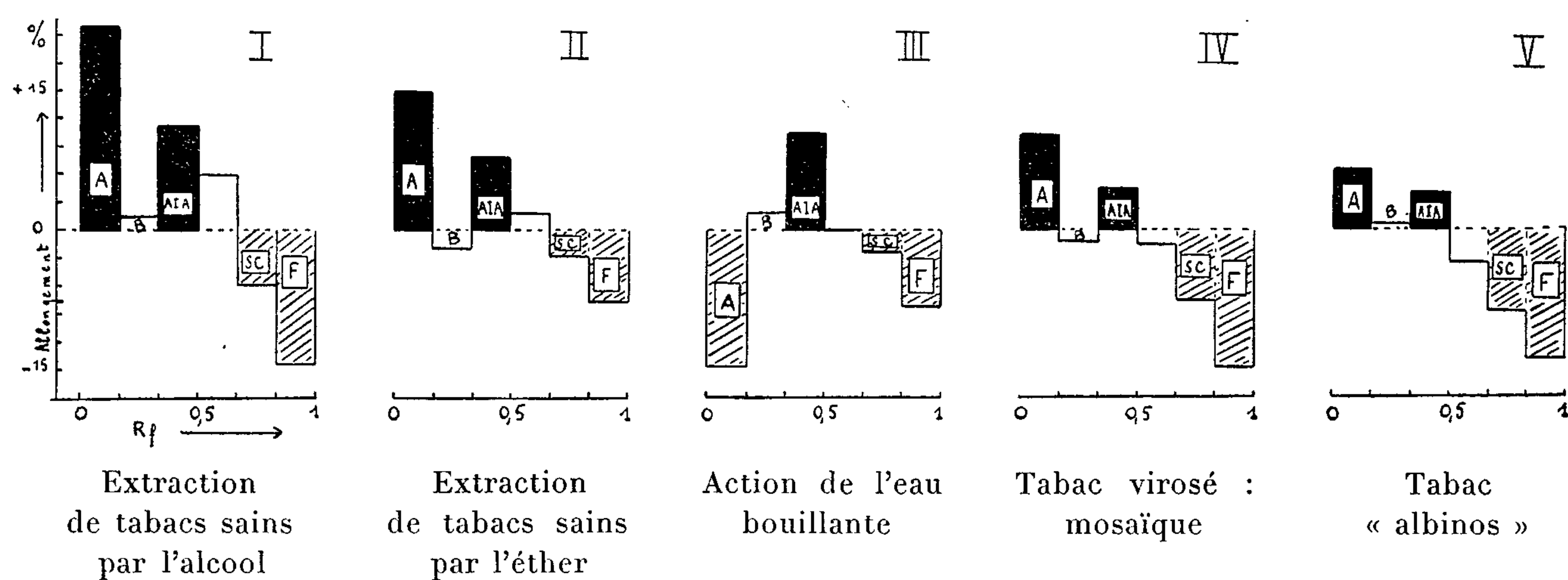
I. La scopolétine ([10]) se retrouve dans les extraits quel que soit le solvant d'extraction : alcool [Kefford ([6])] ou éther [Nitsch ([10])] (*fig.* 1 et 2 : SC). Avec l'éther, l'extraction ne durant que 1 h, la quantité de SC obtenue, quoique moindre qu'avec l'alcool (24 h) est déjà importante. L'éther n'est donc pas un solvant plus « spécifique » que l'alcool.

II. La fixation préalable des tissus par passage de 2 à 3 mn dans l'eau bouillante [Kefford ([6])] ne ralentit pas la diffusion de la SC dans le solvant d'extraction. Par contre, ce traitement fait apparaître un nouvel inhibiteur dans la partie proximale du chromatogramme (R_f : 0,03, *fig.* 131 : A). Ceci

confirme l'opinion de Van Overbeek et Coll. ([11]) que cette technique est dangereuse, pouvant faire apparaître des inhibiteurs qui ne préexistent pas dans les tissus.

III. Une deuxième extraction par l'alcool à froid ne donne quasiment plus de SC alors qu'il apparaît encore de petites quantités de AIA (R_f : 0,52, *fig.* 1 : AIA).

IV. Outre la SC qui migre très près du front du solvant dans le mélange sus-indiqué (R_f 0,86), les chromatogrammes de tabacs sains examinés en lumière de Wood révèlent une deuxième tache fluorescente de R_f 0,12 (*fig.* 1 : B). Cette fluorescence bleu clair, bien moins intense que celle de la SC, vire au vert par les vapeurs d'ammoniaque. L'élution ne révèle aucune action sur l'élongation des segments de coléoptiles.



Extraction de tabacs sains par l'alcool — Extraction de tabacs sains par l'éther — Action de l'eau bouillante — Tabac virosé : mosaïque — Tabac « albinos »

V. Enfin, presque à l'emplacement du spot de départ (R_f 0,02), une très légère fluorescence grise s'observe, correspondant à une substance incolore aux réactifs du AIA, mais douée d'une forte activité *positive* sur l'élongation des coléoptiles (*fig.* 1 : A). Cette substance disparaît apparemment par traitement préalable à l'ébullition et à sa place s'observe le fort inhibiteur signalé ci-dessus (§ II, *fig.* 3 : A).

VI. Par contre, juste avant le front du solvant (R_f 0,96) une région très fortement *inhibitrice* ne présente aucune fluorescence (*fig.* 1 : F).

Les chromatogrammes de *tabacs atteints de mosaïque* depuis plusieurs semaines montrent par comparaison (*fig.* 4).

VII. Une teneur bien plus faible en AIA, qui est pourtant présent.

VIII. Une très forte augmentation de teneur en SC; celle-ci apparaît d'ailleurs au simple examen des feuilles en ultraviolet pourvu que ces feuilles présentent déjà des symptômes de panachure.

L'un de nous ([12]) ayant déjà observé l'identité de comportement auxinique entre les tabacs virosés et la forme « albinos » du White Burley, nous avons chromatographié des extraits de ces tabacs pauvres en chlorophylle. La SC est encore plus abondante que dans les tabacs virosés et diffuse par simple macé-

ration dans l'eau distillée. On ne trouve par contre, que de très faibles quantités de AIA (*fig.* 5). Ce qui confirme la similitude très grande de ces tabacs virosés.

Quoique le virus X fasse apparaître sur les feuilles de *Nicotania tabacum* des lésions très typiques (*ringspots*), les chromatogrammes ne révèlent que des teneurs relativement faibles de SC.

(1) *Rev. Gén. Bot.*, 56, 1949, p. 541; *Thèses Sciences*, Paris, 1953; *2nd Conf. Potato Virus diseases*, Lisse-Wageningen, 1954, p. 178.

(2) *Die Wuchsstofflehre*, 1952.

(3) Best, *Austr. J. Exp. Biol. and Med. Sc.*, 14, 1936, p. 199; 22, 1944, p. 251 et 26, 1948, p. 223; Andreae, *Can. J. Res.*, C, 26, 1948, p. 31 et C, 27, 1949, p. 15.

(4) *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 35, 1949, p. 272.

(5) Goodwin et Taves, *Amer. J. Bot.*, 37, 1950, p. 224; Pollock, Goodwin et Greene, *Amer. J. Bot.*, 41, 1954, p. 521; Avers et Goodwin, *Amer. J. Bot.*, 43, 1956, p. 612; Burstrom, *Ann. Rev. Pl. Phys.*, 4, 1953, p. 237.

(6) *J. Exp. Bot.*, 6, 1955, p. 129.

(7) Vlitos et coll., *Contrib. Boyce Thompson Inst.*, 17, 1953, p. 197 et 17, 1956, p. 283. Cependant, les auteurs (*ibid.*, 17, 1954, p. 413) le trouvent dans le tabac var. Maryland Mammoth non fleuri.

(8) Beilstein's, *Handbuch des organischen Chemie*, 18, p. 99; Swain, *J. Biol. Chem.*, 53, 1953, p. 200; Goodwin et Kavanagh, *Bull. Torrey Bot. Club*, 75, 1948, p. 1 et 76, 1949, p. 255.

(9) Pavillard et Beauchamp, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 678.

(10) Faute d'avoir pu établir au spectrophotomètre la courbe d'absorption de cette substance fluorescente, nous ne pouvons tabler pour son identification comme SC que sur les changements de couleur de fluorescence en fonction du pH [Kavanagh et Goodwin (15)] et la concordance parfaite de son R_f avec celui de la SC pure (Delta Chemical C°, New-York), quel que soit le solvant employé.

(11) *Beitr. zur Biol. der Pflanzen*, 31, 1955, p. 387.

(12) *Bot. Gaz.*, 106, 1945, p. 440.

(13) Pavillard, *Congrès scientifique international du Tabac*, 1955, p. 658.

(14) Ferri, *Thèse*, Sao Paulo, Brésil, 1951; Andreæ, *Can. J. Bot.*, 31, 1953, p. 426.

(15) *Arch. Bioch.*, 20, 1949, p. 315 et 27, 1950, p. 152.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Observations sur la production d'éthylène par le* Penicillium digitatum *Sacc.* Note de M. **Phan-Chon-Tôn**, présentée par M. Raoul Combes.

Des recherches faites d'une part sur l'évolution comparative de la production d'éthylène et de la croissance pondérale du champignon, d'autre part sur l'influence de la source de carbone utilisée sur la production d'éthylène, ont montré que ce gaz est émis pendant la période où la croissance végétative du micro-organisme est la plus active.

C'est en 1940 que, pour la première fois, Biale (1) d'une part, Miller et ses collaborateurs (2) d'autre part, ont montré que certaines moisissures,

qui s'attaquent aux agrumes, produisaient de l'éthylène. Cette découverte fut confirmée par les constatations de Nickerson [3] en 1948 et de Williamson [4] en 1950. Une moisissure a retenu spécialement l'attention des chercheurs à cause de son aptitude à produire de grandes quantités d'éthylène; c'est la moisissure verte des agrumes, le *Penicillium digitatum*, Sacc. Des études ont été faites sur ce champignon par Young, Pratt et Biale [5] en Amérique et par Fergus [6] en Australie.

Nous avons nous-même tenté, grâce à la méthode de fixation et de dosage d'éthylène proposée par les trois auteurs américains [7] et seulement modifiée dans le détail [8], d'étudier quantitativement l'émission d'éthylène par le *Penicillium digitatum*. Nous avons d'une part étudié l'évolution de la production d'éthylène par ce champignon poussant sur un milieu synthétique comportant comme unique source de carbone, du glucose. D'autre part, nous avons tenté, en substituant au glucose différentes substances carbonées, de déceler des précurseurs possibles de l'éthylène.

Nous avons utilisé des souches naturelles du champignon végétant sur des zestes d'orange. Après purification par repiquages successifs sur un extrait de pelure d'orange sucré (2 % de saccharose) et gélosé, le champignon est cultivé aseptiquement sur le milieu de Pratt [5] additionné de thiamine (conc. : 10^{8-}). Les récipients de culture sont des erlenmeyers de 750 cm^3; nous utilisons souvent une série de 10 récipients pour chaque essai. Pour recueillir l'éthylène émis, nous balayons l'atmosphère des flacons de culture par un courant d'air purifié que nous faisons ensuite barboter dans une solution perchlorique de perchlorate de mercure, qui est le réactif fixateur de l'éthylène. Le dosage de cet éthylène se fait à l'aide d'une méthode manométrique [7], [8].

Évolution dans le temps de l'émission d'éthylène. — Parallèlement aux dosages du gaz, nous avons évalué le poids sec du champignon et noté l'aspect des cultures aux différents stades du développement. Pour pouvoir peser le champignon, nous disposons, pour chaque expérience, d'une deuxième série de flacons de culture; à chaque prélèvement d'éthylène, nous recueillons la masse de champignon de deux flacons de cette deuxième série, que nous pesons, après séchage à 50° C et sous vide, dans des boîtes tarées. Les principaux résultats obtenus sont réunis dans les deux graphiques ci-joints (dans lesquels les traits pleins figurent l'émission d'éthylène et les traits pointillés, le poids sec des cultures).

La figure 1 représente les variations, au cours de l'expérience, de la production d'éthylène et du taux journalier de croissance pondérale du champignon issu des spores ensemencées dans le liquide nutritif. On voit que c'est pendant la période de grande croissance pondérale que le champignon émet le plus d'éthylène. L'observation de l'aspect des cultures le confirme : c'est pendant la période de croissance mycélienne que le cham-

pignon émet de l'éthylène; la sporulation (qui est provoquée par un déficit en matières nutritives) est toujours accompagnée par une chute de la production d'éthylène.

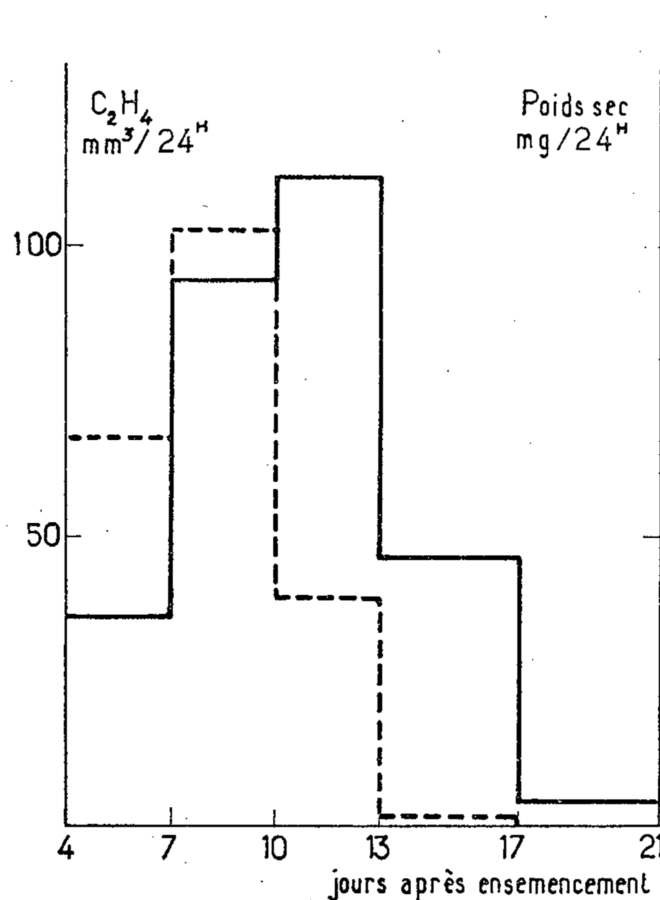


Fig. 1.

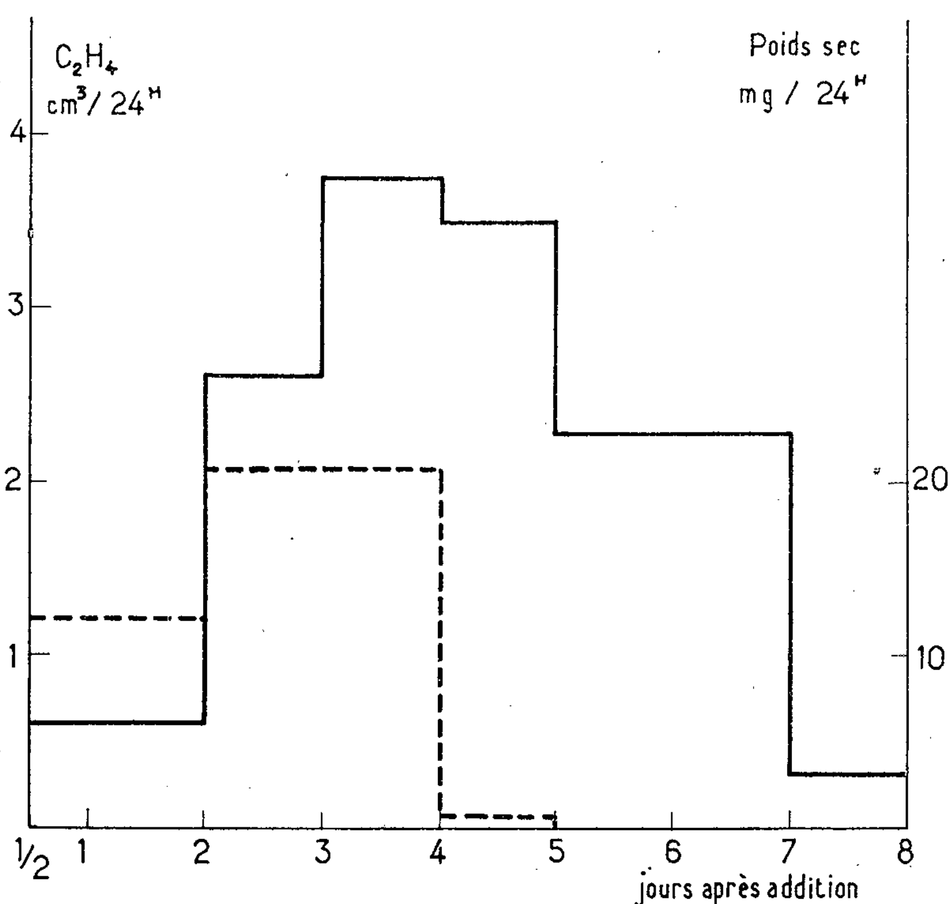


Fig. 2

La figure 2 représente les variations de l'émission d'éthylène et du taux de croissance à la suite de l'addition de glucose à une culture âgée, sporulée et laissée à l'état stationnaire pendant deux semaines. L'addition de sucre entraîne la germination des spores et une reprise de la croissance mycélienne. L'augmentation brutale de poids après l'addition du sucre, suivie par une augmentation plus brutale encore de la production d'éthylène, alors que les spores commencent à peine à germer, semble indiquer que ce sont essentiellement les processus de croissance végétative, et non point le phénomène même de la germination, qui sont liés à la formation de l'éthylène.

Influence de la source de carbone utilisée. — Nous avons fait seulement jusqu'ici quelques essais avec le glycérol, l'alanine, l'acétaldéhyde, l'acide pyruvique, le saccharose, le fructose et le glucose. Les deux premières substances accélèrent considérablement l'évolution de la production d'éthylène. Les deux suivantes ont donné des résultats peu probants, car, à la dose utilisée (2 % en poids), elles se sont montrées inhibitrices du développement du champignon; néanmoins celui-ci s'est développé faiblement, et sa production d'éthylène, bien que minime, a évolué selon le mode que nous avons décrit plus haut. En ce qui concerne les sucres, la source carbonée de base la plus utilisée par les divers auteurs est le saccharose. Selon Fergus [6], le glucose n'est pas une source d'éthylène. Or, un essai

comparatif, fait concurremment avec du saccharose, du fructose et du glucose, nous a montré que le glucose est un grand générateur d'éthylène, plus puissant même que le saccharose à concentration égale, à poids sec de champignon égal et toutes les autres conditions étant identiques. Quant au fructose, ce n'est pas une bonne source d'éthylène.

Ces résultats, encore par trop peu nombreux, nous permettent cependant de penser déjà que le glucose se trouve sur la voie de passage du saccharose à l'éthylène: Cette voie pourrait comporter également une étape à 3 atomes de carbone, plus ou moins en relation avec le glycérol et l'alanine. L'ensemble des faits relatés dans ce compte rendu nous autorise à reprendre avec intérêt une idée exprimée par Ulrich (9), à savoir que la formation de l'éthylène pourrait être couplée avec certaines oxydations, idée que nous a déjà suggérée notre précédente étude sur les fruits et les fleurs (10).

(1) *Science*, **91**, 1940, p. 458-459.
(2) *J. Agr. Res.*, **60**, 1940, p. 269-278.
(3) *Arch. Biochem.*, **17**, 1948, p. 225-233.
(4) *Phytopathol.*, **40**, 1950, p. 205-208.
(5) *Pl. Physiol.*, **26**, 1951, p. 304-310.
(6) *Mycologia*, **46**, 1954, p. 543-555.
(7) R. E. Young, H. K. Pratt et J. B. Biale, *Anal. Chem.*, **24**, 1952, p. 551-555.
(8) Phan-Chon-Tôn, *Mémoire de Diplômes d'Étude supérieures*, 1956.
(9) *La vie des Fruits*, Masson et Cie, Paris.
(10) Phan-Chon-Tôn, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 171.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur l'existence de facteurs d'organisation des tissus secondaires chez certains arbres forestiers.* Note (*) de M. **Clément Jacquiot**, présentée par M. Philibert Guinier.

Dans des Notes antérieures (1) (2), j'ai déjà souligné que la structure des tissus néoformés par le cambium de divers arbres cultivé *in vitro* diffère profondément de la structure spécifique normale des tissus secondaires de l'essence considérée.

Qu'il s'agisse des premiers isolements ou de tissus repiqués un nombre quelconque de fois, les tissus néoformés comportent un parenchyme non lignifié, dépourvu de toute organisation, dans lequel sont incluses des cellules lignifiées, isolées ou groupées en îlots. Ces îlots résultent souvent de l'activité d'une assise génératrice, généralement cyclisée, formée au sein du parenchyme, mais souvent aussi ils apparaissent comme directement inclus dans le parenchyme. Même lorsque le prélèvement n'altère pas les rapports normaux entre les tissus, bois et liber, qui l'encadrent, comme c'est le cas pour les prélèvements effectués suivant la méthode de Giœlli ou la culture de rondelles de tiges entières dans l'eau (1), certains

de ces îlots se forment dans le parenchyme libérien préexistant, entre les zones de fibres, ce qui révèle un remaniement de ce parenchyme, comme je l'ai observé chez certains *Quercus* ([2]). Lorsqu'il s'agit des premiers isolements, il peut arriver que pendant une courte période le cambium continue à édifier des tissus de structure normale ([2]), mais les tissus formés par la suite sont dépourvus de toute organisation.

Les cellules lignifiées qui apparaissent ainsi sont d'un type uniforme. La sculpture de leurs parois consiste typiquement en épaississements réticulés, pouvant à la limite passer aux ponctuations simples par élargissement des bandes d'épaississement. Ces cellules sont identiques chez toutes les essences : *Castanea vesca* Gærtn., *Quercus sessiflora* Sm., *Q. pedunculata* Ehr., *Q. suber* L., *Fagus sylvatica* L., *Betula verrucosa* Ehr., *Populus tremula* L., *Fraxinus excelsior* L., *Tilia parvifolia* Ehr., et identiques à celles qui apparaissent dans les tissus des plantes herbacées, Carotte ou Topinambour.

Ces caractères anatomiques ne sont pas modifiés si les milieux de culture contiennent, outre une auxine, les vitamines suivantes : aneurine, riboflavine, acide pantothénique, pyridoxine, biotine, acide nicotinique, acide 4-aminobenzoïque, mésoinositol. De même, les bases puriques ou pyrimidiques (adénine, guanine, thymine, uracile) sont sans action, non plus que des substances apparentées à la lignine comme la vanilline et l'eugénol.

Les mêmes particularités s'observent dans les souches des arbres abattus, dont le cambium, alimenté en eau par les racines et disposant des réserves glucidiques des tissus des racines et de la base du tronc, continue pendant plusieurs mois à édifier de nouveaux tissus.

L'étude anatomique des tissus du cambium de la base du tronc et des grosses racines prélevés en septembre sur des chênes abattus les uns en mars, les autres en juin a montré en effet dans les deux cas que le cambium avait repris ou poursuivi son activité et formé une couche de tissus de structure identique à celle obtenue en culture *in vitro*. Dans le cas des arbres abattus en mars, avant la reprise de la végétation, aucune assise de tissu normal ne prolonge la dernière assise formée pendant la saison précédant l'abattage. Les tissus néoformés contiennent des îlots de cellules lignifiées anormales, confluant parfois en zones étendues. Dans tous ces îlots on constate une tendance très marquée à la cyclisation, surtout lorsqu'ils se sont constitués dans les rayons.

Chez les chênes abattus en juin, les tissus néoformés présentent exactement la même structure. Ils succèdent cette fois au bois initial à gros vaisseaux formé par le cambium avant l'abattage. Cette structure est radicalement différente de celle des bourrelets de cicatrisation des blessures, dans lesquels on retrouve tous les types cellulaires spécifiquement normaux.

Enfin l'étude anatomique des racines de *Tilia parvifolia* et de *Populus tremula* apparues sur les tissus de ces essences cultivés *in vitro* ([3]) a montré que même des racines âgées de trois ou quatre mois et dont le diamètre atteint ou dépasse 3 mm, conservent leur structure primaire, sans aucun vestige de formations secondaires.

L'ensemble de ces observations et des faits antérieurement connus amène à penser :

1° que l'organisation des tissus secondaires dépend de facteurs chimiques émanant de la cime de l'arbre. Si ces facteurs peuvent parfois s'accumuler dans le cambium ou le liber comme le fait a pu être observé chez certains *Quercus*, ils sont rapidement épuisés et les tissus formés ultérieurement sont dépourvus de toute organisation;

2° que ces facteurs ne sont pas synthétisés par les méristèmes radiculaires, comme le prouvent d'une part la structure des tissus de la base des arbres abattus, anormale bien qu'ils aient gardé leurs rapports normaux avec l'appareil radiculaire, et d'autre part l'absence de formation secondaire dans les racines d'arbres cultivés *in vitro*;

3° que ces facteurs ne sont pas étroitement spécifiques ni même étroitement génériques, car dans le cas des arbres greffés, le cambium du sujet continue à édifier le bois normal spécifique du sujet même si le greffon appartient à un genre différent (cas du Châtaignier greffé sur Chêne, du Pêcher sur Cognassier).

Tous les faits qui viennent d'être énoncés ne constituent qu'un ensemble de preuves négatives. Camus avait déjà montré que des bourgeons greffés sur des tissus cultivés *in vitro*, avec ou sans interposition d'une substance semi-perméable, provoquaient la formation de vaisseaux. Toutefois, il n'avait pas porté son attention sur les caractères anatomiques de ces vaisseaux, non plus que sur les autres types cellulaires normalement présents chez l'espèce étudiée.

J'ai entrepris de nouvelles recherches sur les modifications anatomiques produites chez des tissus par la greffe de bourgeons, prélevés aseptiquement sur des arbres, soit de la même espèce, soit d'espèces du même genre ou de la même famille.

Un premier résultat a déjà été obtenu. La greffe de bourgeons de *Castanea vesca* sur des cultures de tissu cambial de cette essence, cultures appartenant à une souche entretenue depuis 1949 et repiquée 32 fois, a fait réapparaître dans ces tissus les éléments cellulaires typiques du bois de châtaignier : cellules de parenchyme ligneux, fibres-trachéides, fibres libriformes, vaisseaux à ponctuations aréolées. Toutefois beaucoup de ces vaisseaux diffèrent du type normal par la perforation scalariforme de leurs cloisons terminales qui, chez cette essence, sont entièrement résorbées.

De nouvelles expériences sont en cours.

(*) Séance du 18 février 1957.

(1) *Comptes rendus*, **232**, 1951, p. 2330.

(2) *Comptes rendus*, **234**, 1952, p. 1468.

(3) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 510.

SYSTÉMATIQUE EXPÉRIMENTALE. — *Polymorphisme, polyploïdie et répartition des sexes chez les Mercuriales annuelles.* Note de M. **Bernard Durand**, transmise par M. Louis Emberger.

Les Mercuriales annuelles dioïques peuvent être groupées sous le nom de *Mercurialis annua* L. : elles ont $2n = 16$ chromosomes. Les caractères morphologiques des Mercuriales saxicoles (*M. Huetii*) ne résultent pas du milieu, mais sont des caractères génotypiques. Les Mercuriales monoïques, appelées *M. ambigua* L., sont des polyploïdes ($2n = 32$ ou 48) : chez les Mercuriales annuelles, la polyploïdie induit la monœcie.

Chez les Mercuriales annuelles, un polymorphisme intéressant à la fois l'appareil végétatif et l'appareil reproducteur, se manifeste d'une population à l'autre, surtout suivant les conditions écologiques ou la localisation géographique. Aussi, différents auteurs invoquant tel ou tel caractère, ont-ils attribué aux divers types observés, soit la valeur d'espèce [*Mercurialis annua* L. (1), *M. ambigua* L., *M. ladanum* Hartm. (2)], soit de sous-espèce [*M. annua* ssp. *Huetii* Hanry (3)], soit de variété [*M. annua* var. *ambigua* Duby (4), *M. annua* var. *monoïca* Moris (5), *M. annua* var. *genuina* Müller (6), *M. annua* var. *genuina eu-ambigua* Müller], ou même de sous-variété [*M. annua* var. *genuina* subvar. *eu-annua* R. Lit. (7), *M. annua* subvar. *serrata* R. Lit.].

Il est permis de se demander quelle est la valeur de ces différentes unités systématiques et quel est le déterminisme de ce polymorphisme. A cet effet, des observations (morphologiques et caryologiques) effectuées, d'une part, sur les populations naturelles de diverses régions de France et sur des individus originaires d'Afrique du Nord, et, d'autre part, sur leur descendance, nous ont permis de dégager les faits et conclusions suivants :

a. Les Mercuriales annuelles qui se développent généralement dans les cultures de nos régions tempérées, peuvent être groupées sous le nom de *M. annua* L. Leur principale caractéristique est la diœcie, qui est le plus souvent parfaite. Il existe néanmoins de rares exceptions qui seront étudiées ultérieurement; par ailleurs, la structure de l'inflorescence présente une grande stabilité; elle est une cyme scorpioïde chez la femelle, une grappe de glomérules cymeux chez le mâle. Toutes les observations cytologiques ont montré un noyau à $2n = 16$ chromosomes, même chez les individus aberrants signalés plus haut.

b. *M. annua* ssp. *Huetii* Hanry se distingue de la forme type par des caractères morphologiques (faible pilosité, feuilles peu dentées, taille réduite, couleur plus foncée) et par une biologie particulière : elle ne croît que dans les fentes des rochers calcaires et dolomitiques exposés au Sud, au sein de certaines associations saxicoles [notamment l'association à *Phagnalon sordidum* et *Asplenium glandulosum* ([8])].

Cette forme présente cependant des analogies importantes avec la forme type : sa diœcie est tout aussi nette, et ses cellules contiennent 16 chromosomes. S'agit-il de *M. annua* typique dont le phénotype serait modifié sous l'influence des conditions écologiques beaucoup plus chaudes et sèches habituelles à ces associations saxicoles ?

Cette Mercuriale cultivée à l'ombre, en pleine terre et bien arrosée, conserve la totalité de ses caractères différentiels; parallèlement, la forme typique *M. annua*, introduite dans les associations saxicoles, ne présente aucune modification de son phénotype. Donc, les caractères différentiels de *M. annua* et de *M. Huetii* ne sont pas des caractères d'adaptation, mais des caractères génotypiques.

c. Enfin, il existe des Mercuriales annuelles monoïques ([9]), désignées sous le terme : *M. ambigua* L. La disposition des fleurs des deux sexes n'y est pas anarchique : la structure de l'inflorescence, rappelant l'organisation du cyathium des Euphorbes, comprend généralement une fleur terminale femelle accompagnée d'un glomérule cymeux de fleurs mâles. Certaines rappellent par leur port *M. annua*, mais présentent des caractères morphologiques et biologiques de *M. Huetii* ; on les rencontre dans quelques stations rocheuses de la côte méditerranéenne (Banyuls-Cerbère). Leur descendance, à Montpellier, reproduit l'ensemble des caractères parentaux, qui sont, par conséquent, génotypiques. Ces Mercuriales ont un noyau à $2n = 48$ chromosomes; ce sont des hexaploïdes dont la méiose régulière traduit une origine ancienne. Tous ces éléments concourent à montrer qu'il s'agit d'une espèce différente.

Nous avons observé un autre type monoïque et polyploïde provenant de Temara (Maroc). Il s'agit d'un tétraploïde qui, cultivé à Montpellier à partir de graines, conserve ses caractéristiques morphologiques et caryologiques. Jusqu'à plus ample informé, il s'agirait ici d'une autre espèce.

De l'ensemble de ces observations encore bien incomplètes, se dégagent cependant quelques indications intéressantes :

1° Dans le groupe des Mercuriales annuelles, les différences morphologiques séparant les Mercuriales de nos cultures (*M. annua* L.) et les Mercuriales saxicoles (*M. Huetii*) ne sont pas des adaptations au milieu, mais des différences génotypiques; ces Mercuriales, ayant le même nombre de chromosomes, peuvent être regardées comme ayant une origine commune.

2° Les autres sont des polyploïdes. Si, comme probable, il s'agit d'allopolyploïdes, les formes diploïdes dont elles dérivent restent à définir.

L'intérêt de ces espèces polyploïdes monoïques réside dans le fait qu'elles sont sans doute issues d'espèces dioïques.

On sait que la rareté de la polyploïdie, chez les animaux, a été mise en rapport avec l'existence généralisée, chez eux, de sexes séparés. Chez la Mercuriale, on constate que la polyploïdie, réalisée dans la Nature, paraît entraîner immédiatement l'apparition de la monœcie, ce qui est favorable à l'hypothèse précitée. Mais, on sait, par ailleurs, que dans le règne végétal, Warkme et Blakeslee [10], puis Westergaard [11], ont réalisé expérimentalement des *Melandrium* tétraploïdes à ségrégation régulière du sexe, et Smith [12] a montré que, chez les espèces naturelles polyploïdes du genre *Rumex*, les sexes restent séparés, contrairement à ce que l'on observe chez les Mercuriales annuelles.

(1) *Spec. Pl.*, ed. 2, 1763-1765.
(2) HARTM : ANDERS, *Botaniska Notiser*, 1849.
(3) *In* SCHULTZ, *Billotia*, p. 21.
(4) *Bot. Gall.*, ed. 2, 1828.
(5) *Fl. Sard.*, 3, 1859.
(6) *Arg. in D. C.*, Prodr. XV, 2, 1866.
(7) *Prodr. Fl. Corse*, 1935.
(8) BRAUN-BLANQUET, *Les groupements végétaux de la France méditerranéenne*, C. N. R. S., 1952.
(9) Très rarement on rencontre des pieds dioïques; leur étude est en cours.
(10) *Amer. J. Bot.*, 27, 1946, p. 751-762.
(11) *Naturwiss.*, 40, 1953, p. 253-260.
(12) *J. Hered.*, 46, n° 5, 1955, p. 226-232.

ALGOLOGIE. — *Sur la reproduction et la sexualité de l'*Acrosiphonia spinescens (Kütz.) Kjellm. Note de M. **SIGURDUR JÓNSSON**, présentée par M. Roger Heim.

L'*Acrosiphonia spinescens* présente une reproduction sexuée avec isogamie et homothallisme. Les zygotes restent longtemps à l'état quiescent. Les gamètes parthénogénétiques présentent par contre un développement immédiat.

Le genre *Acrosiphonia* est un groupe des Cladophoracées, voisin des *Spongomorpha* dont il se distingue par ses articles plurinucléés. Largement répandu dans les mers boréales, ce genre atteint sur les côtes françaises sa limite Sud en Bretagne où on le rencontre en abondance au printemps dans les stations battues, sur les rochers, à marée basse.

L'*Acrosiphonia spinescens* apparaît en mars et disparaît fin avril, tandis

que dans des contrées plus septentrionales, comme l'Islande, l'Algue est estivale.

Alors que les cycles de développement des Cladophoracées ont fait l'objet d'un certain nombre d'études [B. Schussnig (1), B. Føyn (2), C. Bliding (3)], les seules recherches relatives à la reproduction du genre *Acrosiphonia* sont dues à G. M. Smith (4) sur une espèce désignée comme *Spongomorpha coalita* (Rupr.) Collins des côtes américaines du Pacifique Nord. Cette espèce s'est montrée isogamique et hétérothallique; l'*Acrosiphonia spinescens*, étudié à Roscoff, semble se comporter différemment.

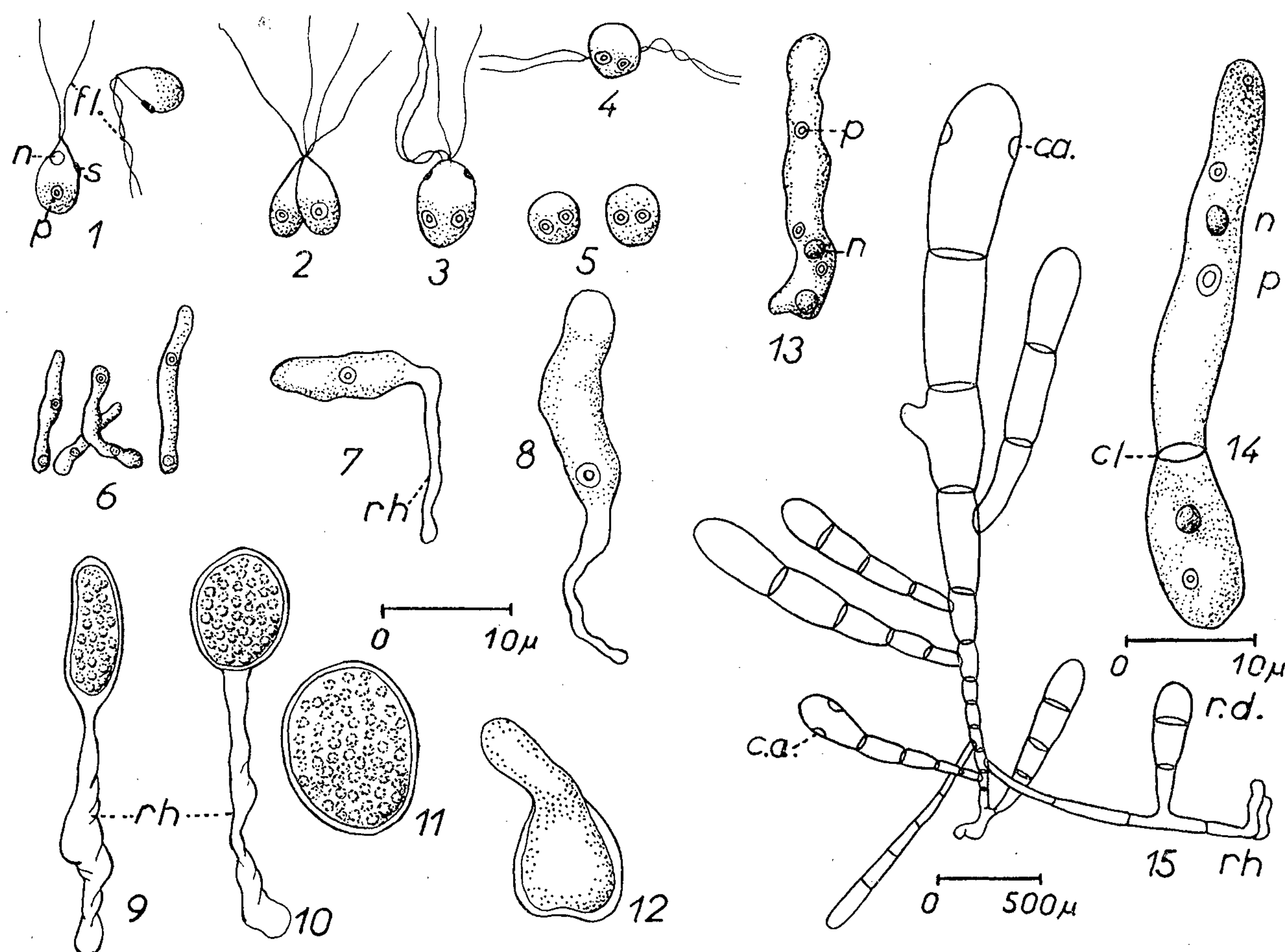
C'est une espèce de grande taille (jusqu'à 10 cm environ), munie de ramules enroulées en vrille et pointues; elle est fixée au substrat par des rhizoïdes adventifs. L'ensemble constitue une touffe enchevêtrée. Les cellules de cet appareil végétatif renferment dans un cytoplasme pariétal, un nombre élevé de petits noyaux, un plaste en manchon fenestré contenant de nombreux pyrénoïdes de structure spéciale [S. Jónsson (5)] et entourant une grande vacuole centrale. Les organes reproducteurs, très fréquents sur les individus observés, résultent de la transformation de cellules végétatives ordinaires, irrégulièrement réparties dans le thalle, soit isolément, soit en file de deux ou trois. Ils constituent des zoïdocystes renfermant de nombreuses cellules reproductrices (zoïdes) qui, avant leur émission, s'agitent fortement dans la cellule. Dans certains cas la déhiscence n'a pas lieu, si bien que les zoïdes dégénèrent dans leur prison membranaire. En aucun cas il n'y a eu de copulation à l'intérieur de la cellule.

Différents tests histochimiques effectués sur l'Algue ont permis de remarquer que la réaction de Hotchkiss met en évidence des glucides solubles en quantité beaucoup plus grande au niveau des zoïdocystes que dans les cellules végétatives du thalle.

A la lumière ordinaire du jour, les éléments reproducteurs, positivement phototactiques, se déplacent à la vitesse de 0,45 mm à la seconde, soit 1,62 m à l'heure. Ils sont tous morphologiquement identiques (*fig.* 1), munis de deux flagelles acronématés (coloration par la fuchsine phéniquée de Ziehl), un stigma et un plaste riche en amidon et renfermant un pyrénoïde. La partie antérieure reste incolore; après fixation et coloration, le noyau unique apparaît dans cette région. Colorées au bleu de crésyl, les vacuoles, de petite taille, sont réparties irrégulièrement dans le cytoplasme.

En isolant un à un des fragments de rameaux fertiles dans des cellules de Van Tieghem en milieu « Erdschreiber », il est possible de se rendre compte de la nature de ces zoïdes qui sont des gamètes. Après leur mise en liberté un certain nombre d'entre eux (*fig.* 2) s'accolent par leur bec, puis fusionnent pour former des zygotes (*fig.* 3) munis alors de deux stigmas rouges et de quatre flagelles. Ces planozygotes (*fig.* 4) nagent quelque temps, mais ne tardent pas à perdre leurs flagelles et à se fixer

(*fig.* 5). Au bout de 24 h, ils commencent à germer (*fig.* 6). Ces copulations ne se réalisent pas en amas et sont toujours relativement peu fréquentes. Elles indiquent toutefois que l'Algue est *homothallique*.



Acrosiphonia spinescens : Fig. 1 : Gamète, vue : *a.* de face; *b.* de profil. — Fig. 2 : Copulation de deux gamètes. — Fig. 3 : Zygote. — Fig. 4 : Planozygote, vue du pôle postérieur. — Fig. 5 : Zygotes fixés. — Fig. 6 : Début de la germination des zygotes. — Fig. 7 et 8 : Zygote avec rhizoïde. — Fig. 9 et 10 : Résorption des rhizoïdes et enkystement du zygote. — Fig. 11 : Stade final de l'enkystement du zygote. — Fig. 12 : Germination du zygote enkysté après essai de vernalisation. — Fig. 13 : Tube de germination d'un individu parthénogénétique. — Fig. 14 : Individu parthénogénétique au stade du premier cloisonnement. — Fig. 15 : Individu parthénogénétique au stade avancé.

(C. a., constriction annulaire; cl., cloison; fl., flagelles; n., noyau; p., pyrénoïde; s., stigma; r. d., rameau dressé; rh., rhizoïde; t. g., tube de germination.)

Figures 1 à 14 incluse : même échelle.

La plupart des gamètes ne copulent pas, mais germent directement comme les zygotes dans le cas précédent. Il y a donc *parthénogénèse*.

Si l'on suit le développement ultérieur des zygotes et des gamètes parthénogénétiques, on constate que leur évolution est différente.

Les gamètes parthénogénétiques produisent bientôt un tube de germination (*fig.* 13) qui ne tarde pas à se cloisonner (*fig.* 14) et à se ramifier (*fig.* 15). Des rameaux latéraux forment des rhizoïdes d'où peuvent naître de nouveaux rameaux dressés (*fig.* 15, r. d.). Après une vingtaine de jours, ces germinations ressemblent tout à fait à la plante-mère.

Les zygotes, par contre, évoluent beaucoup plus lentement. Ils émettent un long rhizoïde incolore (*fig.* 7) qui, après environ deux semaines, se résorbe peu à peu, pendant que le reste accumule des réserves et s'entoure d'une membrane épaisse, passant ainsi à un stade de repos (*fig.* 9, 10 et 11). Ces zygotes quiescents ont pu être conservés vivants jusqu'au mois de juin, toujours sans germer. Alors que la parthénogénèse semble permettre une multiplication abondante et immédiate des individus pendant la période printanière, il est permis de supposer que la persistance de l'espèce d'un hiver à l'autre est assurée par les zygotes enkystés et que ceux-ci reprennent leur activité avec la saison froide suivante. Cette hypothèse est appuyée par un essai de vernalisation de zygote au repos; après un séjour à + 5° C pendant deux jours, il y a eu, en effet, des débuts de développement (*fig.* 12).

Ces résultats permettent de conclure que l'*Acrosiphonia spinescens* manifeste une reproduction sexuée isogamique comme l'*Acrosiphonia coalita* du Pacifique Nord. Mais contrairement à ce dernier, l'*Acrosiphonia* de l'Atlantique s'est révélé homothallique et, de plus, ses gamètes se développent très souvent par parthénogénèse. Il reste à établir le cycle d'alternance des phases cytologiques de ces Algues, qui n'ont pas encore été étudiées à ce point de vue, en recherchant le lieu de la méiose.

(1) *Oesterr. bot. Zeitschr.*, **77**, 1928, p. 62-67.
(2) *Arch. Protistenk.*, **83**, 1934, p. 1-56.
(3) *Svensk Bot. Tidskr.*, **30**, n° 3, 1936.
(4) *J. Ind. Bot. Soc.*, 1946, p. 201-208.
(5) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1758.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur deux* Rauwolfia *du Laos*.

Note de MM. **Georges Dillemann** et **René Paris**, présentée par M. René Fabre.

Les racines du *Rauwolfia serpentina*, récolté au Laos, sont anatomiquement et chimiquement analogues à celles de cette espèce provenant de l'Inde. Les rhizomes d'un autre *Rauwolfia* du Laos, rapporté à *R. cambodiana*, sont également riches en alcaloïdes, mais avec une proportion relativement faible de bases du groupe de la réserpine.

La recherche des espèces de *Rauwolfia*, susceptibles de fournir de la réserpine, s'est étendue de l'Inde aux pays voisins, principalement pour le *R. serpentina* Benth., comme aux régions de climat convenable d'Afrique et d'Amérique pour diverses autres espèces.

Parmi les espèces que nous avons été amenés à examiner, deux provenaient du Laos, sous la dénomination imprécise de « Rauwolfias du Laos ». Des comparaisons, effectuées entre les parties aériennes qui accompa-

gnaient les organes souterrains de ces plantes et les herbiers du Museum National d'Histoire naturelle, avaient cependant conduit à rattacher ces espèces respectivement au *R. serpentina* Benth. et au *R. cambodiana* Pierre. Nous en avons alors effectué l'essai en suivant les indications que nous avons exposées précédemment [1].

Les échantillons attribués au *R. serpentina* étaient constitués exclusivement par des fragments de racines, dont l'aspect morphologique et les dimensions étaient tout à fait comparables à ceux que présentent habituellement les racines du *R. serpentina* provenant de l'Inde. Les caractères histologiques de ces racines étaient également identiques à ceux de l'espèce type, dont les particularités essentielles résident dans la stratification du suber, l'absence complète d'éléments scléreux dans le parenchyme cortical et le liber, l'abondance des cellules amylifères dans le cylindre central et la pauvreté relative du bois en fibres et en vaisseaux, dont par ailleurs la lumière a toujours un diamètre assez faible.

Les essais chimiques ont consisté en une détermination de la teneur en alcaloïdes totaux par la méthode du British pharmaceutical Codex et en une séparation de ces alcaloïdes par électrophorèse sur papier pour la recherche de la réserpine.

La teneur en alcaloïdes totaux a été trouvée égale à 1,7 % de racines sèches, soit une teneur tout à fait normale pour le *R. serpentina*. D'autre part, en révélant l'ionogramme par examen à la lumière ultraviolette, il a été observé une tache verte brillante, située sur la même ligne que des taches de fluorescence identique produites par l'électrophorèse de solutions témoins de réserpine et de rescinnamine.

En ce qui concerne l'autre espèce, rapportée au *R. cambodiana*, nous avons eu à notre disposition les parties les plus importantes des organes souterrains, constituées par d'assez gros fragments de rhizomes, mesurant jusqu'à 40 cm de long et 2,5 cm de diamètre, et auxquels ne restaient attachées que quelques petites racines d'un diamètre maximum de 0,5 cm. Au cours de notre travail, nous avons eu connaissance d'un Mémoire de Youngken [2], donnant la description morphologique et histologique des racines de cette espèce, mais sans aucune indication sur les rhizomes.

L'examen, que nous avons effectué des caractères anatomiques des racines présentes dans nos échantillons, nous a permis de constater leur exacte concordance avec ceux décrits dans ce Mémoire : le plus typique est l'épaisseur du suber, qui forme des rides épaisses d'un aspect caractéristique; d'autres, comme la stratification de ce suber, la présence d'éléments scléreux dans le liber, l'abondance de longues fibres parmi les éléments du bois sont rencontrés dans diverses autres espèces de ce genre.

Quant aux rhizomes, ils se distinguaient principalement de ces racines par l'existence d'une moelle possédant des éléments scléreux, par la pré-

sence d'un liber périmédullaire et par la structure du bois, constitué par des faisceaux étroits séparés par des rayons médullaires uni ou bi-sériés.

Nous avons effectué sur ces rhizomes les mêmes essais chimiques que ceux indiqués plus haut pour les racines de *R. serpentina*. Ils nous ont permis de déterminer une teneur de 1,4 % du poids sec en alcaloïdes totaux et de mettre en évidence, après électrophorèse sur papier, une base du groupe de la réserpine par une tache fluorescente d'ailleurs nettement moins grande que celle obtenue avec les racines du *R. serpentina*. L'ionogramme présentait en outre une tache assez importante, de fluorescence jaune ocre, comme nous en avons déjà observé avec d'autres espèces de *Rauwolfia*, en particulier avec le *R. inebrians*.

Les résultats de cette séparation directe de la réserpine, par électrophorèse de l'ensemble des alcaloïdes, ont d'ailleurs été tout à fait confirmés par la méthode de Hamied et Bakshi ([3]), dans laquelle la séparation par électrophorèse s'effectue, non plus avec les alcaloïdes totaux mais avec les seules bases faibles extraites par le chloroforme de la solution aqueuse des sulfates d'alcaloïdes.

En conclusion, l'examen microscopique permet de confirmer que l'un des *Rauwolfia* du Laos est bien le *R. serpentina*, grâce aux caractères anatomiques très particuliers des racines de cette espèce; il n'est pas aussi décisif pour l'autre, rapporté au *R. cambodiana*, dont la plupart des caractères anatomiques sont communs avec ceux de quelques autres espèces.

Par ailleurs, l'essai chimique montre que les racines du *R. serpentina* du Laos ont une teneur en alcaloïdes totaux et en réserpine analogue à celle de cette espèce récoltée en Inde. Quant au *R. cambodiana*, dont l'étude chimique ne paraît pas avoir encore été publiée, son rhizome contient également une quantité importante d'alcaloïdes mais une proportion relativement faible de bases du groupe de la réserpine.

([1]) *Ann. Pharm. franç.*, 14, 1956 (sous pressse).
([2]) *J. Amer. Pharm. Assoc.*, 45, 1956, p. 721-724.
([3]) *Indian J. Pharm.*, 18, 1956, p. 190-192.

CHIMIE AGRICOLE. — *De l'influence comparée de deux légumineuses sur la teneur en azote d'un sol calcaire*. Note de MM. **Philippe Duchaufour** et **Fernand Jacquin**, présentée par M. Philibert Guinier.

Deux problèmes se posent aux agriculteurs utilisant les engrais verts :

1° fournir aux cultures de l'azote assimilable;

2° provoquer une amélioration durable du sol, en augmentant le « taux humique », par fixation d'azote sous forme organique.

Nous avons comparé expérimentalement l'action de la luzerne et du trèfle, sur un sol calcaire, avec ou sans addition de paille, à ces deux points de vue.

Les expériences ont été faites en pots contenant 2 kg de terre. Après dessiccation et broyage, une quantité variable d'éléments (trèfle, racine de trèfle, luzerne, racine de luzerne, paille, fumier) ont été mélangés au sol. Les quantités ont été calculées en fonction des doses d'engrais verts habituellement utilisées. Les rapports C/N des éléments ajoutés ont été déterminés préalablement.

Le sol présentait les caractéristiques suivantes : argile, 28,4 %; limon, 20,2 %; calcaire total, 11,3 % dont 2,02 de calcaire actif; matière organique, 4,12 %; rapport C/N, 8,96.

Après quatre mois, en novembre, les analyses ont donné les résultats suivants :

	Azote					
Mode de traitement.	total (1).	théorique (2).	Bilan (3).	Carbone (4).	$\frac{C}{N}$.	Acides humiques (5).
Témoin abrité	2,66	–	–	23,9	8,98	0,96
Témoin non abrité	2,10	–	–	21,7	10,33	0,71
4 g P	2,31	2,10	+0,21	23,0	9,95	0,75
10 g P	2,34	2,11	+0,23	26,1	11,15	0,97
1 g L + 1 g RL + 1 g P	2,12	2,13	—0,01	22,7	10,70	0,71
1 g L + 1 g RL	1,97	2,13	—0,16	22,7	11,52	0,71
1 g L + 1 g RL + 10 g F	2,12	2,16	—0,04	24,2	11,41	0,80
10 g L + 10 g P	2,10	2,33	—0,23	24,2	11,52	0,76
10 g L	1,98	2,32	—0,34	22,0	11,11	0,71
1 g T + 1 g RT + 1 g P	2,54	2,12	+0,42	23,6	9,29	0,88
1 g T + 1 g RT	2,24	2,12	+0,12	22,4	10,00	0,76
1 g T + 1 g RT + 10 g F	2,60	2,15	+0,45	23,9	9,19	0,88
10 g T + 10 g P	2,63	2,27	+0,36	25,9	9,88	1,08
10 g T	2,40	2,26	+0,14	24,6	10,25	0,98

P, paille; L, luzerne; RL, racine de luzerne; T, trèfle; RT, racine de trèfle; F, fumier.

(1) Tous les résultats du tableau sont chiffrés en ‰ du sol sec à l'air. Dosage de l'azote par la méthode de Kjeldahl.

(2) Azote du témoin non abrité plus apport d'azote provenant des éléments ajoutés à la terre.

(3) Différence entre les résultats de l'azote total et de l'azote théorique.

(4) Dosage par la méthode Anne.

(5) Dosage par la méthode Chaminade au fluorure de sodium à 1 %. La quantité d'acides humiques semble faible, ce qui peut s'expliquer par le fait qu'en sol calcaire, une fraction de ceux-ci seulement peut être dosée; les résultats ont néanmoins une valeur comparative.

Rapports C/N : L, 10,19; RL, 45,06; T, 13,87; RT, 45,1; P, 156,2; F, 26,68.

L'azote minéral n'a pas été porté sur le tableau, car les quantités dosées sont faibles et varient peu suivant les expériences : c'est le bilan de l'azote qui renseigne le plus efficacement sur la production d'azote minéral : à la différence de l'azote organique, il subit des pertes par lessivage, dénitrification, etc., qui se traduisent par un déficit plus ou moins élevé du bilan.

Avec la luzerne, nous constatons :

— Pas d'augmentation marquée d'azote total du sol, par rapport au témoin non abrité (parfois légère baisse), et perte assez élevée dans le bilan azote du sol et azote ajouté;

— Aucune synthèse d'acides humiques;

— Une augmentation du rapport C/N.

Il semble donc qu'une forte et rapide minéralisation de l'azote de la luzerne entraîne une perte sensible de l'azote ajouté. L'augmentation du rapport C/N témoigne de la minéralisation préférentielle des composés les plus azotés. Enfin la synthèse de composés organiques nouveaux (acides humiques) est réduite [1].

Avec le trèfle, on note la prédominance des phénomènes inverses :

— Une augmentation de l'azote total du sol, par rapport au témoin non abrité, et un gain assez élevé dans le bilan azote du sol et azote ajouté;

— Une forte synthèse d'acides humiques;

— Une diminution du rapport C/N.

Dans ce cas, une faible minéralisation expliquerait l'absence de pertes d'azote sous forme minérale : celles-ci seraient plus que compensées par la fixation de l'azote atmosphérique. Les composés humiques formés paraissent présenter une grande richesse en azote, ce qui entraîne la diminution du rapport C/N. Ces résultats analytiques traduisent donc un stockage d'azote sous forme organique.

— Comme on pouvait s'y attendre, l'adjonction de *paille*, à rapport C/N très élevé, accentue les phénomènes d'enrichissement en humus, provoqués par le trèfle.

Pour la luzerne, tout en ralentissant la minéralisation et en augmentant les synthèses humiques, l'apport simultané de paille ne modifie que faiblement son action d'ensemble : on note, en effet, que les phénomènes de synthèse humique obtenus avec paille et luzerne ne surpassent pas ceux résultant de l'action du trèfle seul.

Ainsi, dans les conditions de l'expérience (été chaud et humide), trèfle et luzerne, utilisés comme engrais vert, se comportent de manière très différente : la luzerne donne lieu à une forte production d'azote minéral et n'améliore pas le taux humique, son efficacité vis-à-vis des plantes est immédiate et se rapproche de celle d'un engrais chimique. Le trèfle, au contraire, se minéralise moins rapidement; il agit donc de manière moins immédiate sur la nutrition azotée des cultures, mais il améliore de manière durable l'état humique des sols, en stockant l'azote sous forme organique.

(1) Hallam et Bartolomew (*Soil. Sc. Proceedings Amer.*, 1953, p. 365-368) ont également noté la faible influence des engrais verts sur l'augmentation de la matière organique du sol.

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Contribution à l'étude biologique des Sphégides (Hyménoptères) : Comportement « fouisseur » de* Liris nigra *V. d. L.* (= Notogonia pompiliformis *Panz.*) [1]. Note de M. **André Steiner**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Les réactions de la femelle de *Liris* à l'égard des cavités qu'elle rencontre sont très variables : elles peuvent se réduire à un simple arrêt (plus ou moins long) de l'activité ambulatoire [2], ou revêtir une forme plus *différenciée*, représentée essentiellement par des *activités fouisseuses*, dont voici l'inventaire détaillé :

Différents types d'activités fouisseuses. — *Type* A *: Déblais évacués hors de la cavité* [3] *:* Les déblais sont *toujours* sortis à reculons, pris entre les mandibules seules (matériaux volumineux), soit avec en plus, l'aide des pattes antérieures (matériaux fins), la « charge », dans ce deuxième cas est maintenue sous le « menton », puis lâchée au dehors et étalée par ratissage à l'aide des pattes antérieures. Quand les déblais sont exclusivement composés de matériaux grossiers (petites pierres), les « ratissages » sont peu fréquents ou même absents.

Les déblais peuvent provenir immédiatement du travail de fouissage de l'Insecte (type A 1), qui détache les matériaux à l'aide des mandibules (creusement proprement dit) ou préexister (type A 2) : dans une ancienne cavité comblée partiellement ou totalement (« aménagement » ou « ouverture » d'une cavité : *voir* plus loin).

Type B *: Déblais demeurant dans la cavité même :* Les déblais, à l'intérieur de la cavité, qu'ils préexistent (type B 2) ou qu'ils résultent du travail de l'Insecte (type B 1), qui les prélève en un point de la cavité (parois par exemple), sont déplacés en un autre point (fond, par exemple), par *ratissages à reculons*; là ils sont étalés, puis *tassés* (souvent fortement), par des mouvements de va-et-vient de l'extrémité abdominale.

Type C *: Déblais extérieurs introduits dans une cavité.* — C 1 : *Matériaux volumineux* (petites pierres, mottes de terre, etc.) : Ils sont apportés, souvent de très loin, entre les mandibules, l'Insecte marchant devant lui (très rarement au vol), déposés dans la cavité et simplement répartis (*presque jamais tassés*) à l'aide des mandibules et des pattes antérieures. Ces matériaux sont le plus souvent ramassés, mais parfois aussi arrachés activement, par petites mottes, au sol.

C 2 : *Matériaux fins* (terre, sable) : Ils sont prélevés aux *abords immédiats* de la cavité (jamais transportés sur de grandes distances), ou dans la cavité même : on passe alors graduellement à une activité du type B; le transport et l'introduction s'effectuent par râtissage *à reculons.* S'il

n'existe pas de matériaux fins à proximité du nid, le prédateur peut en extraire lui-même en « piochant » le sol de ses mandibules.

Répartition de ces activités dans le comportement fouisseur de *Liris*. — 1° *Le creusement complet d'une cavité* (*lequel s'observe rarement lorsque le Sphégide dispose de conduits, galeries, etc.*) met surtout en jeu le type d'activité A 1; il peut s'achever par une activité du type B : terre répartie, puis tassée *au fond* de la cavité, le plus souvent.

2° *Dans le cas d'* « *aménagement* » *de cavités préexistantes*, on observe surtout des activités du type B, mais aussi du type A. Très souvent, le prédateur utilise des cavités sans leur apporter *aucune modification.*

3° *Le déblaiement d'une cavité comblée* (nid clôturé par exemple) s'exécute selon une activité du type A 2.

4° *Comblement de cavités :*

Avec des matériaux fins : Dans le cas général, on observe une activité du type B, se transformant graduellement en une activité du type C (c'est-à-dire prélèvements de terre *à l'intérieur* de la cavité d'abord, puis *à l'extérieur*), avec prédominance plus ou moins importante, de l'une des deux activités. Si les prélèvements à l'intérieur de la cavité sont très importants et effectués toujours au même point, il se forme des cavités secondaires qui seront comblées à leur tour; ce manège dure parfois très longtemps, l'Insecte engage son activité dans un cercle vicieux : à mesure qu'une partie de cavité est comblée, une autre se crée, laquelle sera comblée à son tour, par création d'une nouvelle cavité.

Deux issues sont alors possibles : ou l'Insecte passe progressivement à une activité de type C 2 (apport de déblais *de l'extérieur* : cas général), ou insensiblement à une activité de type A 1. La cavité secondaire créée dans le deuxième cas, au lieu d'être comblée est au contraire agrandie et les déblais portés au dehors (non utilisés sur place); il se forme alors des *terriers à plusieurs branches,* tous reliés à une petite partie antérieure de conduit commun, avec ouverture commune; chaque branche recevra une ponte.

On observe un comportement de même ordre lorsque les matériaux fins sont « piochés » par l'Insecte aux *abords* du nid, mais *toujours au même point.* Il se forme ainsi un creux qui sera comblé parfois avec la terre même qui vient d'être apportée sur le nid en cours de clôture; par exemple, lorsque le volume de la partie du nid non encore comblée est sensiblement égal à celui du creux qui vient d'être produit.

Avec des matériaux grossiers : activité du type C 1.

5° *Comblement avec formation d'une* « *barrière* » *:* Il s'agit d'une modalité particulière d'activité du type C 1 qui sera examinée en détails dans une publication ultérieure, consacrée à l'étude expérimentale de ces différentes activités fouisseuses.

([1]) Divers aspects en ont déjà été décrits par plusieurs auteurs : Fabre (1856, 1886), Ferton (1901, 1905, 1911), Berland (1925, etc.), Grandi (1929, 1930, 1954, etc.), Carpenter (1930), etc.

([2]) En dehors de la période reproductrice, la Guêpe demeure inactive, presque continuellement gîtée dans ces trous, conduits, etc., surtout durant la période de diapause, pendant laquelle les sorties sont rares (notons qu'il est exceptionnel de trouver plus d'une femelle au repos dans un trou : on n'observe de rassemblement en aucune période de la vie de l'Insecte). Cette durée d'inaction tendra à diminuer et à se limiter aux périodes d'obscurité (nuit) et de température et luminosité faibles (matin et soir) *au fur et à mesure que la Guêpe sera plus avancée dans sa période reproductrice* (cependant on note également dans l'ensemble, une période quotidienne d'inaction d'importance variable, ou au moins de baisse d'activité, vers le milieu de l'après-midi). Les Guêpes en fin de période reproductrice se caractérisent par une extension plus importante encore de cette activité (qui devient d'ailleurs *de moins en moins spécialisée*) et manifestent même une certaine indépendance à l'égard des chutes de température et de luminosité du matin et du soir.

([3]) Les cavités se présentent, en général, sous la forme de conduits plus ou moins cylindriques; mais elles *peuvent* être de forme quelconque.

ACOUSTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Facteurs acoustiques des voyelles humaines (non nasalisées) et fréquence de coupure du pavillon pharyngobuccal.* Note de MM. **Raoul Husson** et **Leonid Pimonow**, présentée par M. Jean Cabannes.

Le timbre de toute voyelle (non nasalisée) résulte de la superposition : 1° d'un timbre vocalique dépendant de la configuration posturale du pavillon pharyngobuccal, qui impose un double-formant de basse-fréquence, et 2° d'un timbre extravocalique dépendant d'un conditionnement presque exclusivement laryngé, à prédominance neurovégétatif et hormonal.

1. Des expériences systématiques de filtrage de voyelles chantées (non nasalisées), exécutées notamment au Laboratoire de Physiologie de la Sorbonne sur différents sujets (à voix cultivée ou non) et sur toute l'étendue des tessitures, à l'aide d'amplificateurs différentiels de fréquence ([1]) permettant à volonté d'augmenter ou de diminuer les intensités de telle ou telle bande, ont montré que le spectre de toute voyelle (non nasalisée) peut être divisé en régions apportant à son timbre trois types de constituants acoustiques bien caractérisés :

Premier type. — Constituants compris dans les deux régions formantiques (toutes deux inférieures à 2 500 cycles), qui imposent au son émis sa coloration vocalique déterminée.

Deuxième type. — Constituants inférieurs à 2 500 cycles extérieurs aux régions formantiques, qui donnent au son sa « plénitude » (ou « épaisseur »).

Troisième type. — Constituants supérieurs à 2 500 cycles (et surtout ceux compris entre 2 500 et 3 500 cycles), qui donnent au son émis son « éclat » (ou « mordant »).

Les deux constituants les plus importants compris entre 2 500 et 3 500 cycles ont parfois reçu les noms de « troisième et quatrième formants »; cette terminologie est impropre, car ces constituants sont sans rapports avec la couleur vocalique : d'un sujet à l'autre, ils varient pour une même voyelle, et, si on les supprime, celle-ci n'est pas changée; ce sont simplement des constituants déjà importants dans la fourniture laryngée initiale, peu modifiés par la transmission pharyngobuccale.

2. Autres résultats d'ordre acoustique. — 1° Les régions formantiques d'une voyelle donnée sont fixes, c'est-à-dire indépendantes du fondamental d'émission, mais elles sont larges (de 250 à 500 cycles).

2° L'écrêtement simultané des amplitudes comprises dans les deux régions formantiques fait apparaître un timbre dépourvu de toute vocalité et assez uniforme, ne dépendant plus que très peu de la voyelle émise et du fondamental d'émission, et qui semble caractéristique de chaque sujet. Nous lui avons donné le nom de « timbre extra-vocalique individuel fondamental ».

3° Du point de vue acoustique strict, il paraît exister une sorte de fréquence de coupure ([2]) du pavillon pharyngobuccal, *grosso modo* comprise entre 2 000 et 2 500 cycles. Pour des fréquences inférieures, l'air pharyngobuccal est relancé en bloc, et deux résonances sont accrochées dans le pavillon; l'impédance ramenée sur les cordes vocales, par le pavillon et par l'entretien de l'onde progressive extérieure, est alors assez élevée et se laisse étudier expérimentalement avec facilité ([3]). Pour des fréquences supérieures, il y aurait propagation à l'intérieur du pavillon, et les conditions d'existence d'un état résonantiel, très différentes, ne se trouveraient jamais réalisées.

3. Conclusions d'ordre physiologique. — Si le timbre « extravocalique » des voyelles est quasi-indépendant de la configuration posturale pharyngobuccale, il est très fortement modifié par les états affectifs, les émotions, les cénesthésies et par les stimulations kinesthésiques, trigémellaires et auditives ([4]); par les états endocriniens ([5]), et, d'une façon générale, par tous les facteurs qui influent sur le tonus d'accolement des cordes vocales, donc sur la durée de la phase d'occlusion glottique à chaque période ([6]). Cet effet est surtout sensible sur les harmoniques supérieurs à la fréquence de coupure.

On a mis ainsi en évidence un double conditionnement du timbre des voyelles humaines :

1° *Neuromoteur* en ce qui concerne les effets résonantiels du pavillon en dessous de sa fréquence de coupure, c'est-à-dire en ce qui concerne la fabrication du double-formant responsable de la coloration vocalique;

2° *Neurovégétatif* et *endocrinien* en ce qui concerne les constituants

extra-vocaliques, dépendant presque exclusivement de la fourniture laryngée initiale, et surtout supérieurs à la fréquence de coupure.

(1) M. le Docteur R. Maspetiol et son assistant M. le Docteur D. Semette ont mis à notre disposition les moyens d'expérimentation.

(2) Y. ROCARD, *Dynamique générale des vibrations*, Masson, Paris, 2e édit., 1953, p. 374 et suiv.

(3) R. HUSSON, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1697.

(4) A. SOULAIRAC, *Rev. de Laryng. Portmann*, suppl. de novembre 1955, p. 666-674; *voir* aussi R. HUSSON, *J. Physiol.*, **44**, 1952, p. 268; *Rev. de Laryng. Portmann*, suppl. de février 1953, p. 179.

(5) J. H. AMADO, *Ann. d'Oto-Laryng.*, **70**, nos 2-3, 1953, p. 117-137.

(6) R. HUSSON, *Thèse*, Paris, 17 juin 1950, p. 65-66.

ENDOCRINOLOGIE. — *Activité gonadotrope des autogreffes antéhypophysaires chez* Rana temporaria *L.* Note de M. **JEAN H. VIVIEN** et **JEANINE SCHOTT**, présentée par M. Maurice Caullery.

Les autogreffes fonctionnelles d'antéhypophyse, plantées au niveau d'un muscle moteur oculaire, serévèlent incapables de contrôler l'activité saisonnière des gonades alors qu'elles en assurent le contrôle normal lorsqu'elles sont implantées au contact de l'éminence médiane et contractent des rapports vasculaires avec le système porte-hypophysaire. Ces faits soulignent l'importance des régulations hypothalamiques pour l'activité gonadotrope de l'hypophyse par la voie vasculaire porte-hypophysaire.

L'importance du rôle joué par le système vasculaire porte-hypophysaire dans les relations fonctionnelles qui unissent l'hypothalamus à la *pars anterior* de l'adénohypophyse des Mammifères et des Oiseaux a été soulignée par divers travaux en cours de ces vingt dernières années. On connaît d'autre part la similitude des dispositions anatomiques du système vasculaire porte-hypophysaire dans l'ensemble des Vertébrés, des Cyclostomes aux Mammifères.

Plusieurs travaux expérimentaux se rapportant aux Mammifères ont montré l'incapacité dans laquelle se trouve une hypophyse privée de ses connexions vasculaires porte-hypophysaires de maintenir l'intégrité des gonades. Chez les Oiseaux, J. Benoit et I. Assenmacher (1) ont montré l'importance du rôle joué par le système porte-hypophysaire dans le contrôle de l'activité gonadotrope de l'antéhypophyse. Chez les Batraciens, P. A. Vunder (2), en 1935, a souligné que les greffes d'hypophyse, faites à l'Axolotl adulte ne peuvent compenser l'absence d'hypophyse que durant quelques mois. Tout récemment D. Jacobsohn et C. Barker (3) mentionnent que seules les autogreffes implantées contre l'éminence médiane présentent un aspect fonctionnel normal et permettent la survie des hypophyséoprives pendant plusieurs semaines avec un comportement normal.

Nous avons pratiqué l'hypophysectomie suivie immédiatement d'autogreffes de la *pars anterior* chez *Rana temporaria* adulte en février, mars et avril 1956; les animaux ainsi traités ont, pour la plupart, survécu à cette intervention plus de 6 mois; certains des survivants hypophyséoprives ou hypophyséoprives porteurs d'une autogreffe ont été sacrifiés un an après l'intervention; d'autres survivent encore à l'heure actuelle.

Nous avons comparé l'état des gonades chez les témoins normaux, chez les hypophyséoprives et chez les hypophyséoprives porteurs, les uns, d'une autogreffe de la *pars anterior* implantée superficiellement dans une zone bien vascularisée du muscle *levator bulbi*; les autres, d'une autogreffe implantée au contact immédiat de l'éminence médiane, aussitôt après l'ablation hypophysaire et après simple retournement de la *pars anterior* arrachée à la pince.

Le contrôle histologique du greffon permet de constater que : dans le cas de greffes intramusculaires, les greffons sont normalement vascularisés et présentent un aspect normal des travées cellulaires attestant le caractère fonctionnel des greffons; ces greffons présentent tous l'aspect d'antéhypophyse au repos, très voisin de celui que présentent les hypophyses de grenouilles en hibernation; dans le cas des hypophyses greffées au contact de l'éminence médiane, la vascularisation s'est rétablie dans la quasi-totalité des cas et les hypophyses ont alors le même aspect que celles des témoins normaux à la même époque de l'année; dans les cas exceptionnels où la vascularisation s'est rétablie par la voie des méninges et où un septum conjonctif s'est interposé entre l'éminence médiane et le greffon, la masse du greffon a le même aspect que celui des greffons intramusculaires. Une étude histophysiologique et cytochimique en cours nous apportera probablement des éclaircissements sur la nature des processus sécrétoires inhibés au niveau des cellules antéhypophysaires appartenant au greffon soustrait à l'influence de la vascularisation post-hypophysaire.

Chez les mâles opérés en février, les testicules ont repris l'aspect parainfantile décrit par L. Gallien ([4]) à propos des hypophyséoprives; aucune spermatogénèse n'a pu se dérouler lors de la poussée d'activité génitale de juillet-août, dans le cas des greffes musculaires ou de celles n'ayant pas contracté de rapports avec le système porte-hypophysaire; les porteurs de greffes juxta-diencéphaliques présentent, au contraire, des testicules normaux comparables à ceux des témoins, bourrés de faisceaux isogéniques de spermatozoïdes.

Chez les femelles opérées en février également et porteuses de greffes musculaires d'antéhypophyse, les ovaires sont réduits et présentent, à côté d'ovocytes jeunes, de nombreux nodules atrétiques anciens. Plusieurs ovocytes subissent néanmoins un début de croissance, mais sont frappés par l'atrésie caractéristique des hypophyséoprives, dès les premiers stades

du grand accroissement. Il semble que, chez les mâles, l'aspect des testicules est sensiblement comparable à celui qu'on observe chez les animaux privés d'hypophyse depuis fort longtemps; par contre, chez les femelles, la présence du greffon hypophysaire semble permettre un démarrage de la vitellogénèse au-delà du stade critique défini par Gallien, mais n'empêche pas que la croissance de ces ovocytes soit rapidement bloquée et fasse place à des phénomènes atrétiques importants; par ailleurs, l'examen des oviductes montre que la régression oviductaire est moins importante chez les animaux porteurs de greffes musculaires que chez les animaux hypophyséoprives; toutefois les régressions observées montrent qu'en aucun cas, même porteuses d'une greffe hypophysaire musculaire fonctionnelle, les femelles ne pourront satisfaire au besoin de la ponte qui doit normalement avoir lieu en mars. La callosité du pouce chez les mâles ne subit aucune poussée significative en février.

De ces observations préliminaires il ressort que l'antéhypophyse greffée, soustraite à la vascularisation porte-hypophysaire, ne reçoit plus les stimulations hypothalamiques qui élèvent, à certaines périodes de l'année, le niveau de ses sécrétions gonadotropes et permettent ainsi les manifestations cycliques de l'activité génitale.

(1) *Arch. Anat. Micr. Morph. Exp.*, **42**, 1953, p. 394 et *J. Physiol.*, **47**, 1955, p. 427.
(2) *Trans. Dyn. Devel. Moscou*, **139**, 1935, p. 263.
(3) *Acta Physiol. Scand.*, **36**, 1956, p. 1.
(4) L. Gallien, *Bull. Biol. Fr. Belg.*, **74**, 1940, p. 1.

ANATOMIE COMPARÉE. — *Un centre bulbaire particulier chez deux types différents de Poissons électriques de la famille des Mormyrides.* Note de M. **Thomas Szabo**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

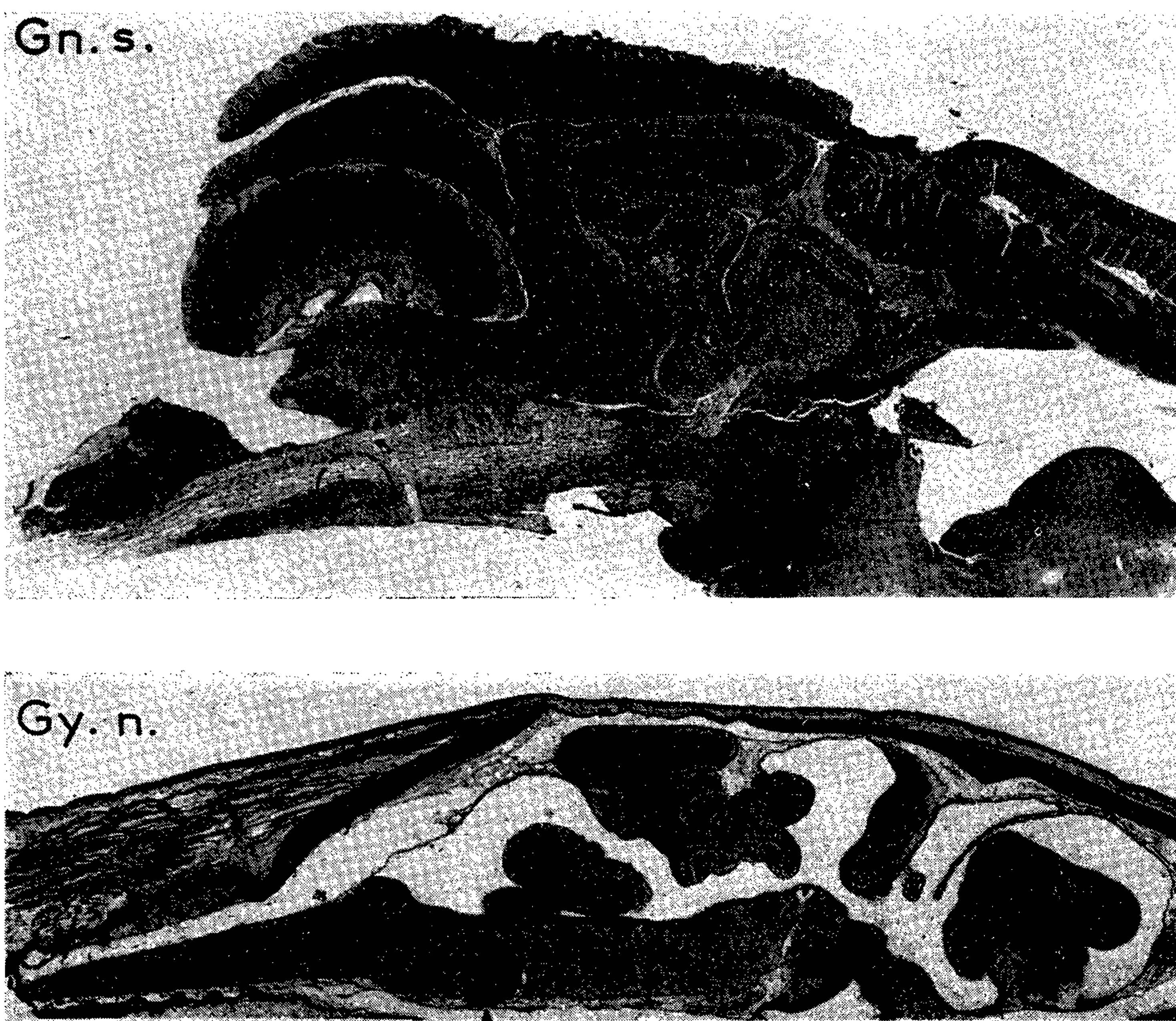
Dans le système nerveux bulbaire de Poissons électriques tels que la Torpille (1), le Gymnote (2) et la Raie (3), (4), on trouve une importante agglomération cellulaire qui est particulière à ces espèces. Il a été démontré que cette structure bulbaire constitue le centre de commande supérieure des cellules motrices des organes électriques. Les analogies morphologiques et fonctionnelles évidentes de ce centre entre trois espèces appartenant à des groupes différents, nous ont incité à rechercher si d'autres Poissons électriques étaient pourvus de structures nerveuses semblables.

C'est avec cette intention que nous avons examiné deux types de Poissons, appartenant à la famille des Mormyrides, mais dont les organes électriques diffèrent nettement par leurs formes, leur position et leur structure :

1° *Gnathonemus senegalensis elongatus,* qui possède quatre organes caudaux de petite taille;

2° *Gymnarchus niloticus*, pourvu de huit organes tubulaires dont quatre s'étendent sur la plus grande partie du corps.

Chez le premier (specimen adulte), l'examen histologique, fait au niveau bulbaire du système nerveux central, révèle effectivement l'existence d'une agglomération cellulaire (*fig.* 1) qui retient l'attention non par le



Coupes sagittales du tronc cérébral du Mormyre (*en haut.* imprégn. arg. Bodian, ×10) et du *Gymnarchus* (*en bas*, col. Nissl, ×50) montrant dans chaque cas la position du centre bulbaire de commande de la décharge électrique (pointillé en haut, flèche en bas). Noter la dualité du centre bulbaire chez le *Gymnarchus*.

nombre, mais par la dimension de ses éléments. Ce noyau, situé dans la partie postérieure du rhombencéphale, occupe le milieu du tronc cérébral, centralement par rapport au faisceau longitudinal médian; dans le sens antéropostérieur, il est placé immédiatement en avant de l'olive inférieure.

En ce qui concerne la deuxième espèce (*Gymnarchus*), nous n'avons eu à notre disposition que des alevins de 35 mm de long. Le centre bulbaire recherché, que nous avons retrouvé aisément dans les coupes sagittales (*fig.* 1), est fortement développé à ce stade. Sa disposition bien définie est celle qu'on lui connaît chez le *Gnathonemus*, c'est-à-dire en avant de l'olive inférieure et de part et d'autre du plan médian.

Contrairement à celle du *Gnathonemus*, cette agglomération particulière se révèle composite : elle est constituée en effet, tout au moins à ce stade du développement, d'une partie ventrale postérieure formée de cellules moyennes, et d'une partie dorsale et dorso-antérieure, comportant au contraire de grosses cellules. Bien que ces deux constituants soient nettement séparés, ainsi qu'il est visible sur la microphotographie, ils forment une seule masse nucléaire dans le bulbe.

Ainsi, chez ces deux espèces de Poissons électriques, nous mettons en évidence une structure bulbaire spéciale encore non décrite dont les caractères morphologiques et la position rhombencéphalique rappellent de près le centre bulbaire de commande existant chez d'autres Poissons électriques. En raison de ces similitudes morphologiques et malgré l'absence de données expérimentales, on doit admettre que ces groupements particuliers de cellules chez *Gnathonemus* ainsi que chez *Gymnarchus* constituent le centre de commande de la décharge électrique.

(1) A. Fessard et Th. Szabo, *J. Physiol.*, **45**, 1953, p. 114.
(2) A. Couceiro et A. Fessard, *Neurobiologia*, **16**, 1953, p. 289.
(3) D. Albe-Fessard et Th. Szabo, *C. R. Soc. Biol.*, **149**, 1955, p. 459.
(4) Th. Szabo, *J. Physiol.*, **47**, 1955, p. 283.

ZOOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Observations sur l'évolution du bourgeon de régénération du second péréiopode chez* Leander serratus (*Pennant*). Note de Mlle **Catherine Tchernigovtzeff**, présentée par M. Louis Fage.

La fin de l'étape D_0 constitue un seuil de part et d'autre duquel la vitesse de croissance et la destinée du bourgeon naissant sont différentes.

Les travaux de Louise Nouvel (1) montrent qu'il peut y avoir un début de régénération à tout moment du cycle d'intermue chez *Leander serratus*. Cependant les bourgeons apparus au cours d'une intermue ne libèrent pas tous une patte miniature lorsque survient la mue. Louise Nouvel a défini un « seuil critique de différenciation des bourgeons » qu'elle situe entre le 8e et le 11e jour de leur évolution (chez des *Leander* de 25 à 50 mm) et à partir duquel, en cas de mue, on obtient toujours la miniature de la patte amputée.

La possibilité de repérer avec précision les différentes étapes du cycle d'intermue (2) a permis une analyse plus poussée de leur influence sur l'évolution du régénérat.

Les expériences ont été réalisées dans des conditions aussi semblables que possible : *Leander* de 45 à 50 mm, ayant une intermue de 17 à 20 jours, élevés à une température moyenne de 16° C (juillet-août à Roscoff).

Les crevettes étaient amputées d'une grosse pince à son plan de moindre résistance. Le stade était déterminé au moment même de l'amputation, puis à de nombreuses reprises au cours de l'évolution du bourgeon qui, lui-même, était mesuré quotidiennement.

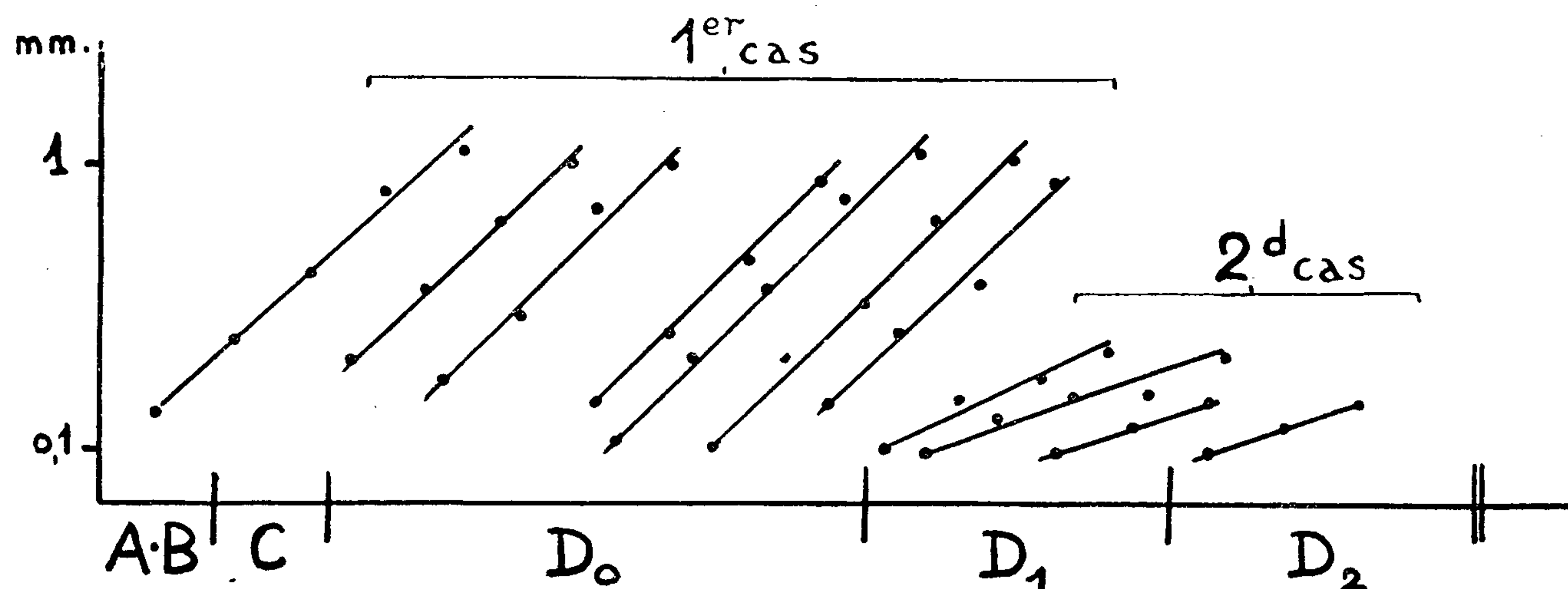


Fig. 1. — Débuts de courbes de croissance (en coordonnées semi-logarithmiques) replacées sur l'axe des temps par rapport aux stades d'intermue dont les durées relatives ont été respectées.

L'étude des courbes de croissance des bourgeons a montré qu'il était intéressant de considérer le moment où apparaît la voussure (première manifestation d'un début de régénération visible sur l'animal vivant).

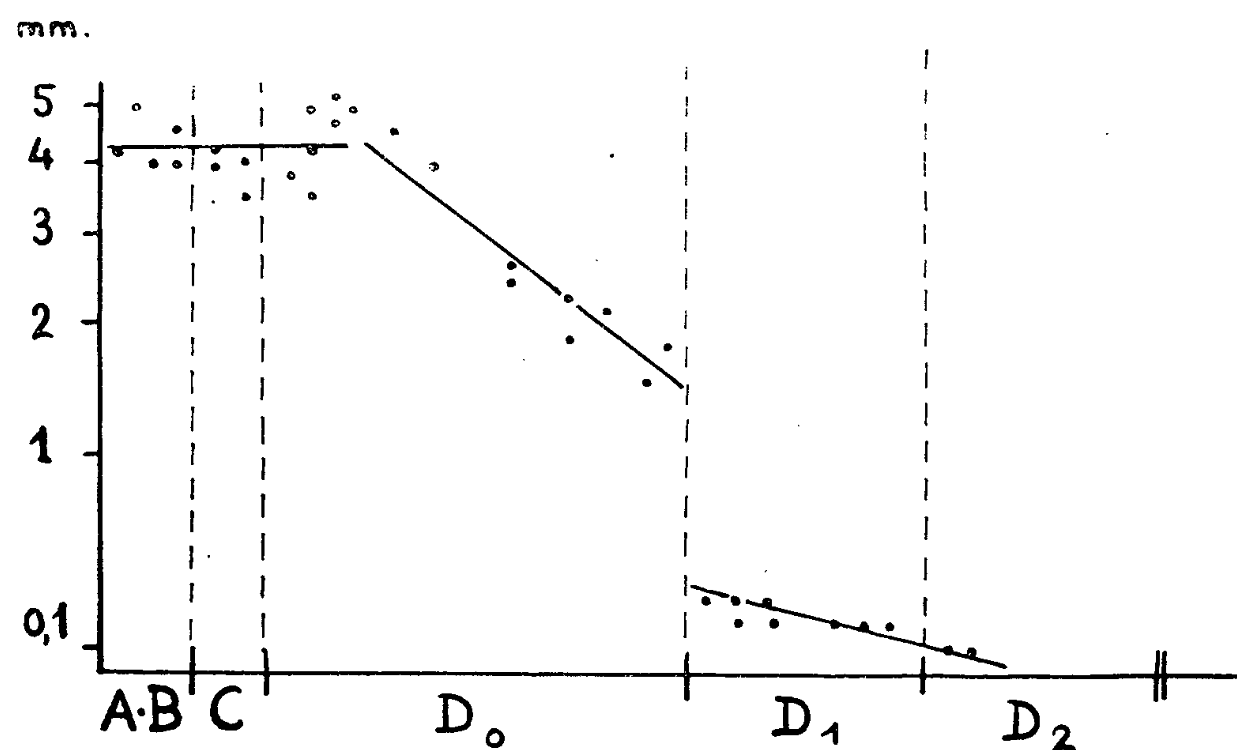


Fig. 2. — Taille des bourgeons la veille de la mue, en fonction du stade d'intermue à l'apparition de la voussure (coordonnées semi-logarithmiques).

Ainsi, on peut voir que l'évolution ultérieure de la voussure est différente selon que celle-ci apparaît pendant la période allant de A à la fin de D_0 ou après D_0 (l'étape D_0 est caractérisée par le décollement de l'épithélium) :

— Dans le premier cas (voussures apparues entre A et la fin de D_0),

les courbes de croissance des bourgeons sont semblables et ont, en particulier, une même pente au départ (*fig.* 1). On obtient toujours une patte miniature à la mue qui suit l'apparition de la voussure.

— Dans le second cas (voussures apparaissant après D_0), la vitesse de croissance au départ est nettement plus faible (*fig.* 1). On n'obtient jamais de patte miniature à la mue qui suit l'apparition de la voussure. Le bourgeon poursuit son développement pendant l'intermue suivante.

D'autre part, la série des bourgeons obtenus la veille de la mue, à partir de voussures apparues à différents stades de l'intermue, montre une discontinuité correspondant à la fin de l'étape D_0 (*fig.* 2).

En conclusion, le seuil critique à envisager ne doit pas être rapporté au degré de différenciation du bourgeon, mais au cycle d'intermue de l'animal : ce seuil serait situé à la fin de l'étape D_0. De plus, il semble que le développement du bourgeon à la veille de la mue dépende essentiellement de la plus ou moins grande fraction de l'étape D_0, dont il a bénéficié au cours de sa croissance. Ceci souligne l'importance de l'étape D_0 que des travaux en cours révèlent comme une période de multiplications cellulaires.

(1) *Rec. Inst. zool. Torley-Rousseau*, 6, 1937, p. 9-161.

(2) P. DRACH, *Bull. Biol. France-Belgique*, 78, 1, 1944, p. 40-62.

ENTOMOLOGIE. — *Le parasitisme de* Philotrypesis caricæ *L.* (*Hym. Chalcidiens Callimomidæ*) *et l'influence de la vie parasitaire sur le parasite.* Note de M. **KUTTAMATHIATHU J. JOSEPH**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Philotrypesis caricæ L. ne se développe que dans l'ovaire jeune de *Ficus carica* L. où *Blastophaga psenes* L. a déposé son œuf et injecté un peu de la sécrétion de ses glandes à venin (5), (2), (1). Au début de leur cycle, les larves de *Blastophaga psenes* L. et de *Philotrypesis caricæ* L. se nourrissent sans se gêner réciproquement, de l'endosperme de l'ovaire destiné à nourrir (5) uniquement la larve de *Blastophaga psenes* L. Mais quand les deux larves sont parvenues au deuxième stade, et quand la réserve de nourriture dans l'ovaire diminue de plus en plus, on constate une vive compétition entre les deux larves pour s'en emparer. Nos observations nous ont toujours amenés à conclure que dans cette lutte la larve de *Philotrypesis caricæ* L. pourvue de pièces buccales bien développées et de plusieurs paires de sensilles, l'emporte sur la larve de *Blastophaga psenes* L. car elle se nourrit plus vigoureusement que la faible larve de *Blastophaga psenes* L. dont les mêmes organes sont moins développés. Par conséquent, cette dernière meurt littéralement de faim. Plusieurs centaines d'ovaires examinés

à ce stade de développement nous ont montré que la larve du deuxième stade de *Philotrypesis caricæ* L. a déjà vaincu son adversaire, lui aussi du deuxième stade, dont le corps décomposé n'est représenté que par la cuticule, le système trachéen et les pièces buccales. On se trouve donc en présence d'un cas net de *Cleptoparasitisme* (3), ce qui n'est pas rare chez les Hyménoptères parasites (4). Le parasite *Philotrypesis caricæ* L. n'est pas capable de provoquer lui-même (3) le développement parthénogénétique de l'endosperme de l'ovaire de *Ficus carica* L. Il est donc obligé (5) de déposer son œuf dans l'ovaire où la femelle de *Blastophaga psenes* L. a déjà déposé le sien et injecté un peu de la sécrétion de ses glandes à venin, seul agent du développement parthénogénétique de l'endosperme. En déposant son œuf dans l'ovaire « préparé » (5) par *Blastophaga psenes* L. pour son propre descendant, *Philotrypesis caricæ* L. assure à sa larve une nourriture, un gîte et toutes les autres conditions nécessaires à son développement postembryonnaire. En s'emparant progressivement de la réserve limitée de nourriture destinée à la larve de *Blastophaga psenes* L., la larve de *Philotrypesis caricæ* L. réussit à faire périr la première. Ces faits confirment d'une manière formelle les hypothèses précédentes formulées par G. Grandi (5), (3), (6). Ce dernier en effet n'avait pas pu les prouver et les avait déduites indirectement de ses observations sur les adultes et non d'après des observations directes sur les stades larvaires des parasites. Cette incertitude est d'ailleurs bien exprimée dans ses propos (6) : « Non si sa se le *Philotrypesis* et gli altri generi affini, siano parasite degli Agaonini, ovvero simplici loro coinquilini, o sinoici che dir si vogliano, se siano cioè, de larve, carnivori o fitofagi ». (« On ne sait pas si *Philotrypesis* et les autres genres du groupe sont parasites des Agaoninæ, ou simplement leurs coinquilins ou synœques, de larve carnivore ou phytophage. »)

Il est vraisemblable qu'avant l'origine de ce cleptoparasitisme, *Philotrypesis caricæ* L. aurait pu se développer indépendamment de *Blastophaga psenes* L. A cette époque il aurait été pourvu de glandes à venin bien développées, dont la sécrétion aurait eu la propriété de provoquer le développement parthénogénétique de l'endosperme dans l'ovaire de *Ficus carica* L., ce qui aurait assuré la nourriture à sa larve. Ayant ensuite « trouvé » dans l'ovaire de *Ficus carica* L. « préparé » par *Blastophaga psenes* L. un milieu éminemment favorable au développement de sa larve, *Philotrypesis caricæ* L. aurait perdu (5) la propriété cécidogène de la sécrétion de ses glandes à venin. Il serait donc possible de voir dans ce fait une explication de la subatrophie de ses glandes à venin devenues inutiles.

Un autre résultat très significatif de ce développement du cleptoparasitisme serait le nanisme des adultes et les différences énormes enre-

gistrées dans la taille des adultes que G. Grandi désigna sous le nom de « variations et polymorphisme unisexuel » découverte pour la première fois dans ce groupe par cet auteur ([5]). Depuis, ce phénomène a été retrouvé dans d'autres genres du groupe ([7]), ([8]). Il n'aurait pas existé avant l'acquisition des mœurs cleptoparasitaires.

Les observations de G. Salt ([9]) et de bien d'autres auteurs semblent démontrer que la taille des Insectes parasites est étroitement influencée par la taille des espèces et des individus hôtes dans lesquels ils se développent. Ainsi l'hôte peut déterminer chez son parasite la taille, les proportions des différentes parties du corps, la présence ou l'absence des ailes, la longueur de la période de développement, la fécondité et la vigueur. Ici, le développement des larves de *Philotrypesis caricæ* L. et de *Blastophaga psenes* L. jusqu'à leur deuxième stade dans le même ovaire aux dépens d'une réserve limitée de nourriture laisse à la disposition de la larve cleptoparasite une quantité de nourriture insuffisante. Cette quantité est d'autant plus réduite que la larve de *Blastophaga psenes* L. s'est antérieurement nourrie aux dépens de l'ovaire de *Ficus carica* L. Elle peut ainsi varier d'un ovaire à l'autre selon la durée de vie de la larve de *Blastophaga psenes* L. Il en résulte une série de larves adultes de tailles différentes. On a démontré ([11]) que la taille de l'adulte dépendait indirectement de la taille de la larve, elle-même étroitement liée à la taille de la cellule. Selon nous, les variations et le polymorphisme unisexuel (formes « epimegetic, eumegetic et ipomegetic » mâles de G. Grandi) qu'on rencontre parmi les individus développés dans un même réceptacle résulteraient des nymphoses et des métamorphoses d'une série de larves de tailles différentes et dépendraient directement de la quantité de nourriture restant à la disposition des larves.

Cependant, quand la quantité de nourriture devient trop limitée, le nombre des adultes nains n'est pas aussi grand qu'on pourrait le penser, car la mortalité augmente pendant la nymphose et la métamorphose. D'autre part, diverses observations sur les Hyménoptères parasites semblent suggérer une hypothèse de mortalité différentielle des sexes dans des conditions de jeûne partiel. Chez *Habrobracon brevicornis*, P. Genieys ([10]) admet comme évident que la réduction de la taille résultant de la diminution quantitative de nourriture est plus favorable à la survivance des mâles que des femelles. D. S. Grosch ([11]) indique qu'au moment de la métamorphose, c'est l'haploïdie et non pas la masculinité qui permet aux animaux de mieux survivre dans des conditions de jeûne larvaire partiel ou complet. Dans ces conditions de jeûne et donc de nanisme il apparaît un plus grand nombre de mâles haploïdes que de femelles diploïdes. C'est peut-être la raison pour laquelle le nanisme ne se produit pas souvent parmi les femelles de *Philotrypesis caricæ* L. et d'autres genres du groupe

alors qu'il se rencontre très souvent parmi les mâles. Sous l'influence d'une réserve limitée de nourriture, les mœurs cleptoparasitaires de *Philotrypesis caricæ* L. provoquent des conditions nécessaires à l'apparition du nanisme, des variations et du polymorphisme unisexuel. Une mortalité différentielle des sexes se produit. Les mâles haploïdes survivent mieux que les femelles diploïdes. Il en résulte une modification appréciable du sex-ratio dans le sens d'une augmentation des mâles par rapport à celui des femelles.

(1) K. J. Joseph, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1163.
(2) K. J. Joseph, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1624.
(3) G. Grandi, *Introduzione allo Studio dell'Entomologia*, II, 1951, p. 1017-1019, Bologna.
(4) P.-P. Grassé, *Parasites et Parasitisme*, 1935, p. 204-206.
(5) G. Grandi, *Boll. Lab. Ent. Bologna*, 3, 1930, p. 37-49.
(6) G. Grandi, *Mem. Accad. Naz. Lincei*, 8e série, 5, sez. 3, fasc. 1, 1955, p. 11, 12, 17.
(7) K. J. Joseph, *Agra Univ. J. Res.* (*Science*), 3, (1), 1954, p. 43-94.
(8) K. J. Joseph, *Ann. Soc. Ent. France*, 125, 1956, p. 97-133.
(9) G. Salt, *Biol. Rev.*, 16, (4), 1941p. 239-264.
(10) P. Genieys, *Ann. Ent. Soc. Amer.*, 18, 1925, p. 143-202.
(11) D. S. Grosch, *J. Exp. Zool.*, 107, 1948, p. 289-313.

ÉCOLOGIE. — *La corrosion mycotique des bois conditionne le mode de nidification de certains Oiseaux.* Note de M. **Henri Heim de Balsac**, présentée par M. Roger Heim.

Deux oiseaux de la faune holarctique ne peuvent construire leur nid que grâce à l'action préalable de champignons lignicoles. Une biocénose ornitho-mycotique s'est ainsi instaurée, favorisée d'autre part par l'action de l'Homme.

Le titre de la présente Note peut, *a priori*, sembler tenir du paradoxe. Son exactitude se vérifie toutefois par le comportement de deux oiseaux de notre faune : la grive musicienne, *Turdus ericetorum*, et la mésange boréale, *Parus atricapillus*.

Le *Turdus ericetorum* construit à l'air libre un nid ouvert d'un type exceptionnel : il est constitué de deux calottes hémisphériques emboîtées; l'externe, construite de matériaux naturels (mousse, graminées, feuilles mortes) plus ou moins solidement entrelacés, est d'un type banal; l'interne par contre représente un type absolument original : cuvette en pâte de bois. Après dessiccation, cette cuvette présente la texture d'un carton épais et c'est là que reposeront les œufs, puis les poussins. L'originalité de la construction réside dans le fait que ce carton est formé non pas de bois normal, mais de bois corrodé par l'action de champignons xylophages. L'oiseau, pourvu d'un bec faible et droit ne saurait en aucun cas réduire

en pulpe des fibres ligneuses normales. Il utilise donc du bois « pourri », spongieux et friable, tel qu'il résulte de l'action des microphytes. Cette sorte d'étoupe est longuement malaxée avec de la salive riche en mucine, liant indispensable qui assure la cohésion des éléments ligneux après dessiccation. Nos deux constants collaborateurs Tristan et M. Hélène Heim de Balsac ont pu, à force de patience, surprendre la grive dans son travail de prélèvement de bois « pourri ». L'oiseau ne s'attaque jamais aux plaies des arbres, mais aux souches d'abatage et plus rarement aux grosses branches se décomposant sur le sol. Certaines souches portaient fructification du Polyporé très répandu, le *Coriolus versicolor* (Fr. ex L.) Quél., d'autres (en verger proche de forêt) celle du *Clitocybe* (*Armillariella*) *mellea* (Fr. ex Fl. Dan.) Rick.

Comme il existe de nombreux champignons lignivores transformant le bois en « bois piqués » selon l'expression des forestiers, il est probable que la grive n'est nullement liée à la présence de *Coriolus* et d'*Armillariella*. Mais l'adoption exclusive d'un matériau spécial conduit l'oiseau au stade strictement fixé de son éthologie nidificatrice, à une dépendance étroite vis-à-vis des champignons xylophages. Dans la forêt ancienne ou primitive, non exploitée, à peu près seules les grosses branches gisant à terre et provenant de l'élagage naturel fournissaient à la grive l' « étoupe » nécessaire à sa nidification. Dans la forêt exploitée, au contraire, les nombreuses souches, inéluctablement envahies par les cryptogames, procurent à l'oiseau un matériau abondant, sans compter découpes de billes abandonnées sur le sol. Le facteur humain est indiscutablement favorable à l'oiseau.

La mésange boréale, *Parus atricapillus*, que nous avons beaucoup étudiée dans l'Est de la France, présente un caractère éthologique singulier pour un oiseau de ce genre. Au lieu d'adopter, comme gîte de repos nocturne et de nidification, une cavité endoxyle naturelle, elle la creuse par ses propres moyens à l'instar des pics. Mais le paradoxe réside dans la non adaptation de la mésange à ce genre de travail. De par sa structure anatomique jointe à la faiblesse de la musculature et du bec, la mésange se trouve dans l'impossibilité absolue de forer du bois sain, alors que les Pics sont exactement conformés pour ce faire. La mésange a résolu le problème en s'adressant strictement à des bois non pas vermoulus par des Insectes, mais amenés à un certain degré de désorganisation par l'attaque des champignons. De tels bois montrent une structure encore trop résistante pour permettre à la grive de triturer sa pâte de carton, mais ils se laissent débiter en fines lamelles par les coups de bec de la mésange. Le *P. atricapillus* a pour trait écologique essentiel d'être liée à des biotopes forestiers ou arborés denses et d'éviter les formations en futaie ou en parc. Son milieu naturel en Amérique et en Eurasie est représenté d'une part par les boise-

ments marécageux et d'autre part par les forêts d'altitude et des zones froides où les arbres, déformés par la neige, montrent une ramure dense et basse. De telles formations comportent toujours de nombreux branchages brisés, envahis par les champignons et à tous les stades de la décomposition. Le trait écologique dominant du *P. atricapillus* ne traduit pas un réflexe de dissimulation, mais plutôt la recherche de biotopes où le végétal ligneux est en état de lui permettre le forage de son gîte. L'écologie de l'oiseau semble donc sous la dépendance directe de son éthologie, bien plus que sous l'influence d'un facteur inné.

L'action de l'Homme favorise la mésange boréale davantage encore que la grive : l'aménagement des boisements en « taillis sous futaie », avec dégagement des essences de valeur (par coupe haute des baliveaux) tel qu'il était pratiqué dans l'Est de la France, a considérablement augmenté la densité de l'oiseau. L'établissement, au surplus, en lisières forestières, de parcs à bestiaux avec piquets de bois naturel fournit le substrat où champignons xylophages et oiseaux pourront réaliser leur association. Nous avons constaté la présence de nids dans des piquets infestés du *Lenzites tricolor* Fr. ex Bull., mais d'autres cryptogames doivent entrer en cause (notamment le *Cariolus versicolor*). *En résumé*, 90 % des nids (en Meurthe-et-Moselle) se trouvent dans des troncs ou des baliveaux façonnés par l'Homme.

Pour les deux oiseaux visés dans cette Note, on est en droit de parler de biocénose ornithomycotique à bénéfice unilatéral, ou même de biocénose à trois participants, l'action favorable de l'Homme s'avérant indiscutable.

BIOLOGIE. — *Sur les pigments oxydo-réducteurs de l'hypoderme des Insectes.* Note de M^me **Suzel Fuzeau-Braesch**, présentée par M. Louis Fage.

Un pigment capable d'oxydo-réduction du type insectorubine est décrit chez le Grillon et le Phasme. Son rôle est faible dans la coloration extérieure du Grillon, très important au contraire dans celle du Phasme chez lequel il est souvent confondu avec de la mélanine. On montre que la répartition des pigments de ce type est très large et que l'on possède déjà des données assez nombreuses sur leur physiologie.

Les pigments des yeux de Drosophiles décrits par Khouvine et coll. ([1]), les « ommatines » de Becker ([2]), l' « acridioxanthine » découverte par Chauvin ([3]) chez les Locustes, tous ces pigments apparaissent aujourd'hui très voisins. Ils ont en commun des propriétés d'oxydo-réduction et de solubilité qui permettent de leur donner les noms génériques de « ommochromes » (Becker) et d' « insectorubine » [Goodwin ([4])].

Après avoir cru que le tryptophane avait un rôle de catalyseur dans

l'élaboration du pigment des yeux de Drosophile, on s'aperçut finalement qu'il en était le substrat lui-même. Récemment Butenandt ([5]), ([6]) a précisé la structure de pigments de ce groupe en montrant qu'ils dérivent du tryptophane par l'intermédiaire d'un phénoxazone, lui-même formé par la condensation de deux molécules de 3-oxycynurénine.

L'insectorubine ([7]) a déjà été signalée dans l'hypoderme et les yeux d'un certain nombre d'Insectes (*Drosophila*, *Ephestia*, *Calliphora*, *Acridia*, etc.). Cependant d'autres groupes en seraient dépourvus [Chauvin ([8])]. Ce serait notamment le cas des Gryllides et Blattides.

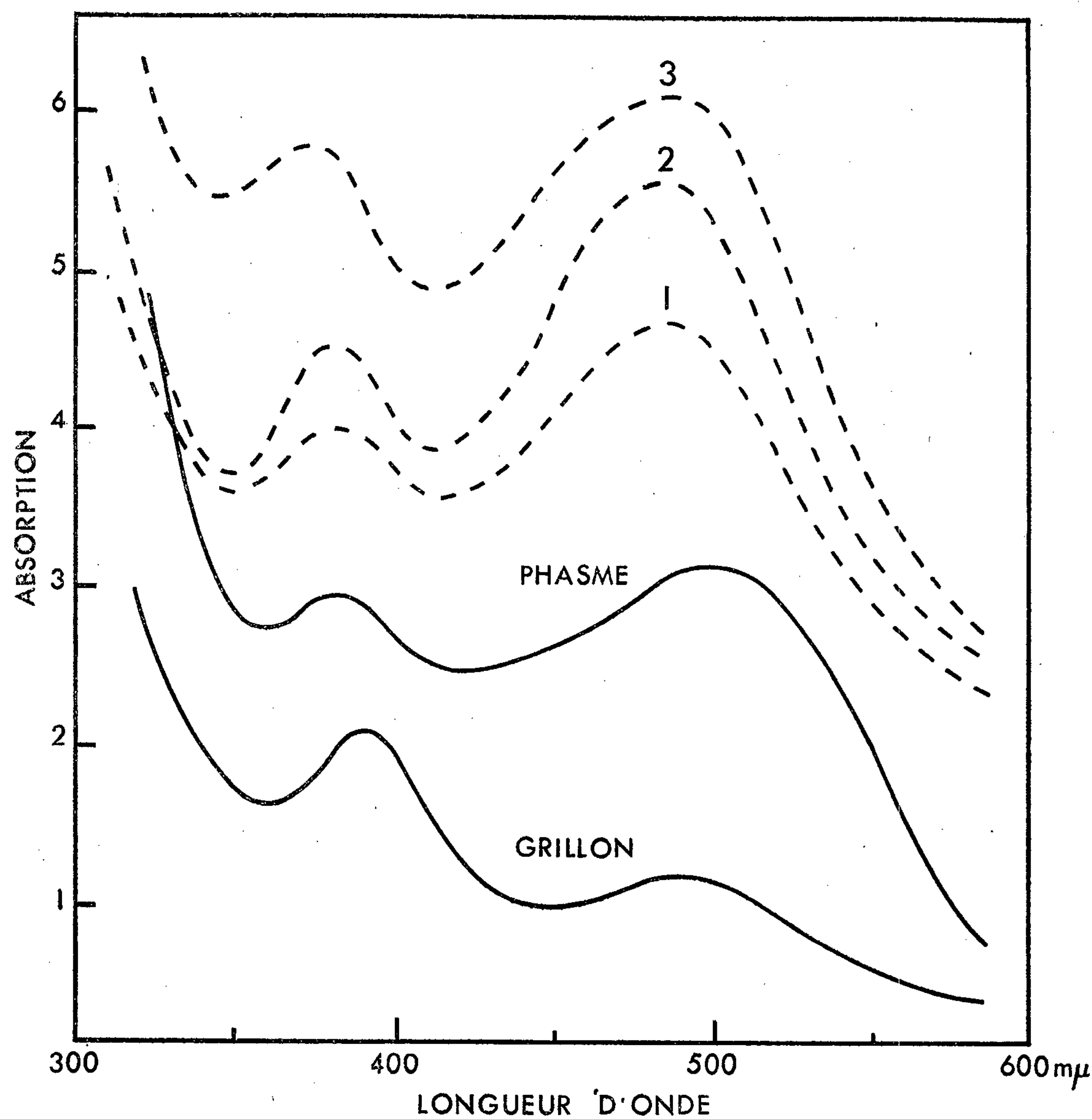


Fig. 1. — Spectres des pigments du type insectorubine : du Grillon, du Phasme; 1. Chez *Calliphora*; 2. Synthétisé à partir du tryptophane (d'après Butenandt); 3. Chez *Locusta* (d'après Goodwin).

Dans l'hypoderme d'autres insectes, le Phasme par exemple, il est signalé des « granules mélaniques » [Giersberg ([9])]. Or la mélanine est avant tout caractérisée par sa grande résistance aux agents chimiques et ne se trouve habituellement chez les Insectes que dans la cuticule — encore n'est-on pas certain qu'il s'agisse d'une mélanine comparable

à celle qu'on connaît chez les Vertébrés, dérivant de la tyrosine selon le schéma de Raper. Nonobstant cela, de nombreux auteurs emploient toujours le terme de mélanine pour désigner les granules sombres de l'hypoderme du Phasme. Seul Chauvin leur attribua une fois le nom d'acridioxanthine faisant supposer une parenté particulière avec le pigment des acridiens. Ces diverses remarques m'ont conduit à rechercher l'insectorubine chez deux Insectes : Grillon et Phasme.

1° *Le Grillon.* — Des coupes à congélation dans différentes régions du corps montrent la présence, en plus ou moins grande quantité, de granules rougeâtres dans l'hypoderme. Les ommatidies renferment les mêmes granules. Ceux-ci sont invisibles chez l'animal vivant en raison de la coloration propre de la cuticule, sauf en deux régions : les pleurites abdominaux, où la cuticule reste toujours transparente, et les yeux. Après élimination des caroténoïdes par l'acétone et d'autres substances par l'éthanol aqueux, l'extraction au méthanol purifié — ClH 3 % (Goodwin) ou au méthanol ordinaire contenant 2 % de ClH et un peu de SO_2 (Butenandt) donne une solution rouge vin qui vire réversiblement au jaune par l'action d'un oxydant. L'oxydation n'a lieu de façon correcte qu'après extraction à l'éthanol aqueux. Il est possible que les dérivés phénoliques éliminés de cette façon l'entravent. Le spectre d'absorption dans le visible [10] présente deux maxima (390 et 500 mμ). Il est voisin des spectres des pigments décrits par Goodwin et Butenandt et de celui du pigment synthétisé par ce dernier auteur à partir du tryptophane [5] (*fig.* 1).

Les espèces suivantes ont été utilisées pour la recherche de l'insectorubine : *Gryllus bimaculatus*, *domesticus*, *campestris*, *assimilis*. Toutes ont donné — en quantité variable — un résultat positif.

2° *Le Phasme* (*carausius morosus*). — Le pigment noir apparaît chez le Phasme dans un certain nombre de conditions (obscurité, etc.) (Giersberg). Des quantités énormes de granules noirâtres apparaissent alors dans l'hypoderme. La cuticule, contrairement à celle du Grillon, étant presque toujours très claire, la teinte dominante extérieure ne peut être donnée que par ces granules, dont l'abondance relègue au second plan la pigmentation par d'autres granules (caroténoïdes ou autres). Des essais d'extraction ont montré que ces granules n'avaient aucun des caractères de granules mélaniques comparables à ceux des chromatophores de Vertébrés, mais bien ceux d'une insectorubine dont le spectre est voisin de ceux des pigments précédents.

Conclusion. — Ces Insectes renferment donc tous deux des pigments du type insectorubine, bien que ceux-ci ne jouent pas un rôle équivalent dans leur coloration extérieure. Malgré des différences spécifiques certaines, on peut dire qu'il y a une filiation biochimique importante entre eux, filiation qui se poursuit à travers de nombreux ordres d'Insectes. On trouve

ainsi matière à rassembler, dans le domaine physiologique, des connaissances jusqu'ici trop éparses : Buckman ([11]) a décrit une relation entre la production d'insectorubine et les phénomènes hormonaux précédant la pupaison chez une Chenille. Chez le Phasme, les granules d'insectorubine sont affectés par le cycle nycthéméral et migrent dans la cellule sous un contrôle endocrinien dont le mécanisme est étudié par plusieurs auteurs [Dupont-Raabe ([12]), L'Hélias ([13])]. Chez les Acridiens, Nickerson ([14]) signale la migration vers la base de la cellule de ces mêmes granules qui reprennent leur place tout en augmentant leur nombre au moment de la sécrétion de la nouvelle cuticule. Il faut enfin rapprocher de cela les migrations des granules d'insectorubine bien connues dans les ommatidies de nombreux Insectes, tout comme celles des granules de l'hypoderme du Phasme, en rapport avec le cycle nycthéméral.

([1]) *Biol. Bull.*, **75**, 1938, p. 425-446.
([2]) *Biol. Zbl.*, **59**, 1939, p. 597-627.
([3]) *Ann. Soc. entom. Fr.*, **10**, 1941.
([4]) *Biochem. J.*, **47**, n° 5, 1950, p. 549-554.
([5]) *Justus Liebigs Ann. Chem.*, **588**, 1954, p. 106-116.
([6]) *Ibid.*, **590**, 1954, p. 75-90.
([7]) J'emploie de préférence ce terme parce qu'il évite la confusion du terme « ommochrome » avec le mot « homochromie », et en raison de la généralité que comporte son étymologie.
([8]) *Physiologie de l'Insecte*, I. N. R. A., 1956, Paris.
([9]) *Z. vergl. physiol.*, **7**, 1928, p. 657-695.
([10]) Réalisé au Laboratoire de M. Camus.
([11]) *Biol. Zbl.*, **72**, 1953, p. 276.
([12]) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1358.
([13]) *Ann. Biol.*, **32**, 1956, p. 203-219.
([14]) *Antilocust. Bull.*, **24**, 1956.

(*Laboratoire de Biologie animale, S. P. C. N., Paris.*)

BIOLOGIE. — *Sur la formation de l'œuf alimentaire chez* Atta sexdens rubropilosa, *Forel*, 1908 (*Hym. Formicidæ*). Note de M^me^ **Madeleine Bazire-Benazet**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Huber ([1]) constate le premier que la femelle fondatrice d'*Atta* nourrit les larves de sa première couvée à l'aide d'une partie des œufs qu'elle pond. Eidmann ([2]) confirme ce fait et signale par ailleurs que, pendant la période de fondation de la colonie, cette jeune femelle pond deux sortes d'œufs : des œufs petits (350 : 120 μ) et des œufs plus gros (650 : 450 μ). Observant attentivement le comportement de la reine jeune, Autuori ([3]) s'aperçoit que celle-ci mange les gros œufs, qu'il nomme *œufs alimentaires*,

et les donne également à manger aux larves issues des petits œufs que j'appellerai, comme Autuori, œufs normaux ou *œufs reproducteurs*.

En aucun cas, les œufs reproducteurs ne sont consommés par la reine et les larves. Les œufs alimentaires, s'ils ne sont pas mangés, ce qui est rare et tout à fait accidentel, restent abandonnés sur le jardin et finissent alors par être recouverts d'hyphes, sans que jamais j'aie pu constater chez eux un début de segmentation.

J'ai observé qu'il s'agit bien de deux catégories distinctes d'œufs, quoiqu'ils puissent être produits successivement par la même ovariole.

Il n'est pas rare de trouver à la base d'une ovariole, un œuf reproducteur prêt à tomber dans le calice, immédiatement suivi d'un œuf alimentaire mûr également pour la ponte. Il faut remonter vers la partie distale (c'est-à-dire vers le filament terminal) de l'ovariole pour assister à la formation de l'œuf alimentaire.

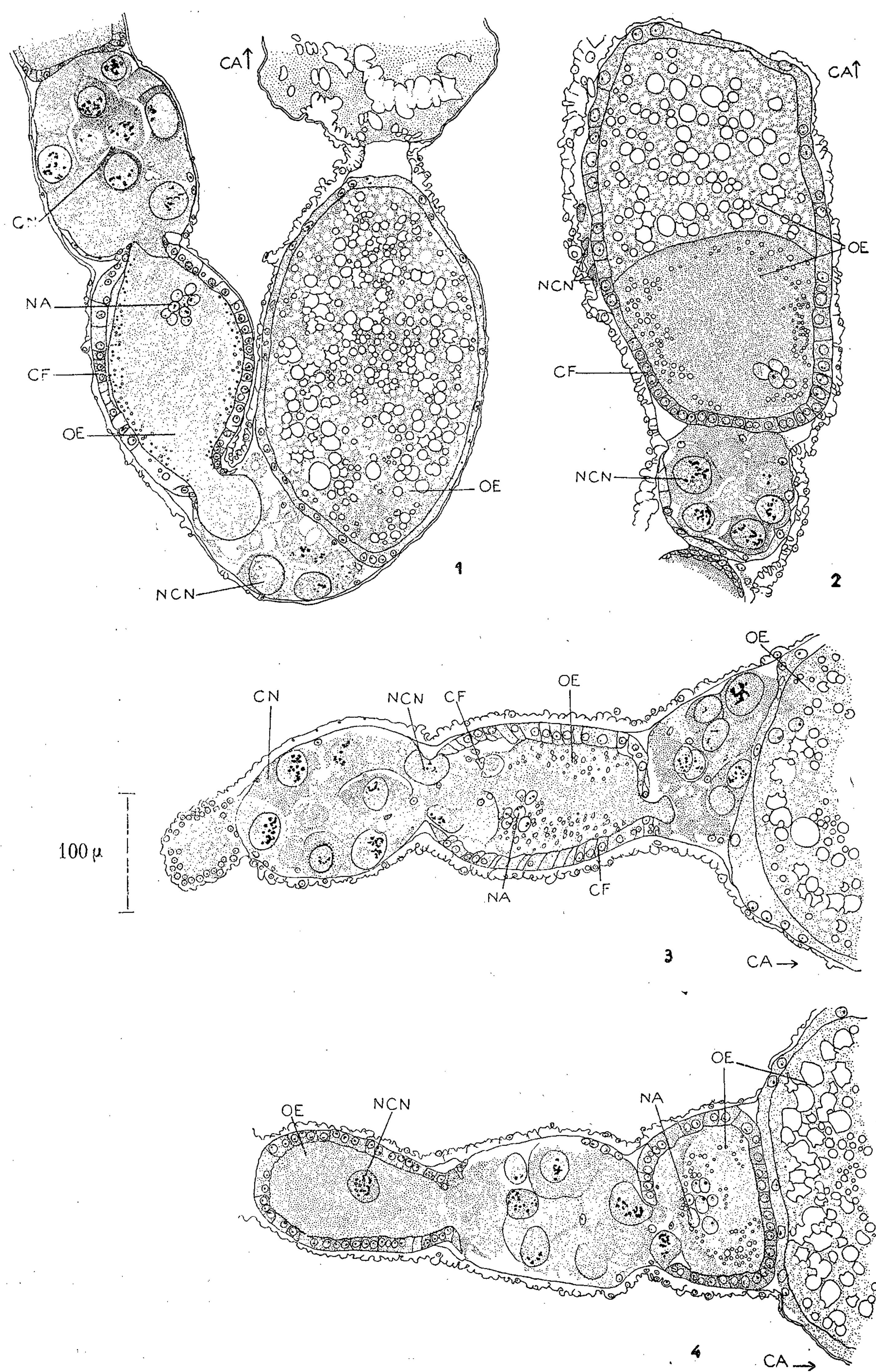
La figure 1 montre un œuf en train d'accumuler ses réserves, en large communication avec ses cellules nourricières, poussant un prolongement dans la chambre nourricière de l'œuf qui le précède. Ce dernier a presque terminé son accroissement, comme peuvent en témoigner les restes plus ou moins dégénérés de ses cellules nourricières. (Il ne faut pas toutefois exclure un accroissement ultérieur dû au passage d'éléments nutritifs à travers les cellules folliculaires.)

La figure 2 serait l'aboutissement de ce processus, les deux œufs étant finalement inclus dans le même follicule. Ce follicule unique semble résulter de l'accolement des parois folliculaires de chacun des deux œufs considérés. En effet, sa partie distale est formée de cellules régulières, à membrane bien apparente (comme les cellules folliculaires de l'œuf distal de la figure 1), tandis que sa partie proximale laisse voir des cellules mal individualisées et plus étirées (comme les cellules folliculaires de l'œuf proximal de la figure 1). Dans cet accolement des parois des follicules, les restes des cellules nourricières de l'œuf proximal seraient rejetés latéralement, comme la figure l'indique clairement. L'œuf distal en communication (non apparente sur cette coupe) avec sa chambre nourricière peut poursuivre son accroissement et il faut supposer que la membrane séparant les deux œufs dans le follicule se rompt et disparaît, car on n'en trouve aucune trace dans l'œuf alimentaire mûr.

La figure 3 montre un phénomène analogue à celui de la figure 1, mais apporte un fait nouveau : le passage massif et probablement brutal — comme le montre la déformation de l'un des noyaux de cellule nourricière — du contenu de la chambre nourricière dans la chambre folliculaire en même temps que la participation de cellules détachées de la paroi folliculaire, à la constitution des réserves de l'œuf.

La fusion des deux œufs peut être encore plus précoce, ainsi que le

montre la figure 4 où deux œufs à peu près au même stade de croissance, sont largement mis en communication par la chambre nourricière de l'œuf



CA →, vers le calice; *CN*, cellule nourricière; *CF*, cellule folliculaire; *NA*, noyaux accessoires; *NCN*, noyaux de cellule nonrricière; *OE*, œuf.

proximal. Dans ce cas également, la présence d'un noyau de cellule nourricière dans l'œuf distal fait penser à un brassage des divers éléments.

Je ne peux encore préciser si plus de deux œufs participent à la formation de l'œuf alimentaire mûr, mais il est permis de supposer que ces groupes de deux œufs et de leurs cellules compagnes peuvent à nouveau se fusionner avec l'œuf qui les précède vers le calice.

L'étude histologique d'ovaires de femelles fondatrices de *Lasius* et de *Camponotus* français ne m'a jamais donné d'images semblables. L'ovogénèse est une ovogénèse classique d'hyménoptères. Dans les ovarioles d'*Atta*, d'ailleurs, on trouve des œufs dont la croissance paraît normale et qui seraient les œufs reproducteurs. Je ne pourrai l'affirmer que lorsque j'aurai étudié l'ovogénèse de la femelle d'*Atta* âgée de 4 mois au moins, alors qu'elle ne pond plus que des œufs reproducteurs.

(1) *Biol. Centralblatt*, 25, 1905, p. 625-635.

(2) *Z. angew. Entomologie*, Band 12, Heft 2 und 3, 1935, p. 185-241.

(3) *Rev. Ent. Rio-de-Janeiro*, 11, 1940, p. 215-226.

BIOLOGIE MARINE. — *Sur le développement* in vitro *des embryons d'un Crustacé Isopode Asellote :* Jæra marina (*Fabr.*). Note de M^{lle} **Annie Lemercier**, présentée par M. Louis Fage.

Chez *Jæra marina* (Fabr.), des embryons subissant une incubation normale ou cultivés *in vitro* ont été comparés aux points de vue : 1° de la durée de leur développement; 2° de la taille et de la forme des jeunes auxquels ils donnent naissance. Les résultats conduisent à nier l'existence de sécrétions maternelles intramarsupiales chez cet Asellote.

Chez les Isopodes, comme chez tous les Crustacés Péracarides, les œufs sont incubés dans une chambre marsupiale limitée par la paroi sternale du corps des femelles d'une part et par leurs oostégites d'autre part. Ce sont des jeunes presque achevés, capables de mener une vie libre, qui sortent du marsupium maternel. Le problème s'est posé depuis longtemps, sans recevoir de solution définitive, de savoir si, au cours de leur vie intramarsupiale, les embryons bénéficiaient ou non de sécrétions maternelles (1), (2).

Cette hypothèse d'une nutrition embryonnaire a été reposée récemment par des observations d'Y. Saudray (1954) (5) relatives à la variation de poids sec et à l'utilisation des réserves lipidiques au cours de l'embryogénèse chez *Ligia oceanica* (L.) : l'augmentation du poids sec est telle que, selon Saudray, l'intervention d'une nutrition maternelle au cours de l'incubation permet seule d'interpréter les résultats obtenus.

Des dosages effectués sur des embryons jeunes et âgés du même Isopode,

m'ont permis de confirmer les données expérimentales de Saudray; ils m'ont prouvé cependant que l'augmentation pondérale ne débutait qu'après le moment où les embryons sortent des chorions de l'œuf (éclosion vraie).

Ces derniers résultats jetant un certain doute sur la réalité d'une nutrition embryonnaire chez les Isopodes, il m'a paru intéressant de chercher, par une méthode plus directe, à mesurer l'importance ou la non existence de cette nutrition. Pour une même population d'une espèce donnée, la comparaison de jeunes ayant subi leur développement intramarsupial normal et de jeunes issus d'œufs cultivés *in vitro*, donc soustraits à toute influence maternelle au cours de leur embryogénèse, peut en effet, seule, apporter des arguments indiscutables, venant confirmer ou infirmer cette notion d'une sécrétion, par la mère, de substances nécessaires ou favorables au développement des embryons.

Des essais ont été réalisés dans ce but sur *Jæra marina* (Fabr.). Les comparaisons ont porté, pour cet Isopode, dont de nombreux jeunes élevés *in vitro* ont pu être suivis jusqu'à la réalisation du premier stade libre, sur la taille, la forme du corps et les durées de développement.

A. *Méthodes employées pour les cultures* in vitro *des embryons de* Jæra marina. — Il est possible d'obtenir, bien que ces expériences exigent beaucoup de soins, le développement *in vitro* d'œufs d'Isopodes. Des résultats analogues ont d'ailleurs été obtenus précédemment pour d'autres Crustacés : œufs parthénogénétiques de Cladocères (P. Rey) [4], œufs de l'Amphipode *Gammarus chevreuxi* Sexton (C. Bocquet) [5].

Les œufs doivent évidemment être retirés du marsupium aussitôt que possible après la ponte. Chez *Jæra marina* ce prélèvement ne peut être effectué que 12 h environ après leur sortie des oviductes, les œufs qui viennent d'être pondus étant trop fragiles et la moindre pression troublant leur organisation interne. Les œufs d'une même ponte, isolés dans de petites boîtes de Pétri remplies d'eau de mer, étaient repiqués tous les jours, afin d'éviter la pullulation des Protozoaires et des Bactéries. A leur sortie des chorions embryonnaires, les jeunes *Jæra*, ayant alors besoin d'un support, étaient placés dans de petits paniers faits de soie à plankton, tendue par un élastique sur un anneau de verre, immergés dans l'eau de mer des boîtes de Pétri.

Ces cultures d'embryons *in vitro* ont un rendement assez faible, 20 % seulement des embryons atteignant les stades auxquels parviennent, *in marsupium*, la presque totalité des œufs. Cette mortalité élevée tient vraisemblablement aux conditions respiratoires assez peu favorables dans lesquelles sont conservés les œufs, et au développement difficilement évitable de bactéries et de protistes.

B. *Comparaison des durées du développement embryonnaire entre jeunes incubés par la mère et jeunes élevés* in vitro, *chez* Jæra marina. — La comparaison des durées d'incubation pour des embryons cultivés *in vitro* ou des témoins laissés dans le marsupium maternel a porté : 1° sur le temps d'incubation stricte *t*, défini comme le nombre de jours s'écoulant entre la ponte et la sortie des embryons de leurs chorions; 2° sur le temps d'incubation total T, défini comme le nombre de jours s'écoulant entre la ponte d'une part, et la disparition complète des réserves embryonnaires des jeunes (pour les œufs cultivés *in vitro*) ou la sortie du marsupium (pour les témoins) d'autre part.

Chez *Jæra marina*, pour des élevages faits à des températures variant entre 10 et 14°, les durées suivantes, en jours, ont été observées :

	t.	T.
Témoins (moyennes sur 27 pontes).................	10,4 ± 0,6	14,3 ± 0,5
Cultures *in vitro* (moyennes sur 34 pontes)..........	11 ± 0,6	14,5 ± 0,6

Ces chiffres voisins prouvent que le développement des embryons cultivés *in vitro* se poursuit sensiblement au même rythme que celui des témoins. La déficience respiratoire probable affecte cependant légèrement les embryons *in vitro*, et explique sans doute que sur 381 embryons témoins, 144 éclosions étaient observées après 10 jours d'incubation, alors que, sur 121 embryons cultivés *in vitro*, une seule éclosion avait eu lieu au bout du même temps. La différence moins marquée des valeurs de T tient à l'imprécision qui entache l'évaluation de T pour les témoins, ces derniers restant en général dans le marsupium maternel plusieurs heures après l'épuisement de leurs réserves embryonnaires.

Les quelques observations faites jusqu'à présent chez *Ligia oceanica* conduisent à des résultats comparables.

C. *Comparaison de la taille et de la forme du corps chez de jeunes* Jæra marina *nées d'embryons incubés ou cultivés* in vitro. — Les durées de développement étant très voisines pour les embryons incubés normalement et pour les embryons cultivés *in vitro*, il était intéressant de comparer morphologiquement les jeunes de stade I obtenus dans les deux cas. Les mesures suivantes, définies dans un Mémoire de C. Bocquet [6], ont été effectuées : longueur totale du corps, largeur de la tête, des sept segments thoraciques libres et du pléotelson.

La comparaison statistique ne permet de déceler aucune différence significative entre les groupes de mesures homologues; les jeunes obtenus, soit à la suite d'un développement intra-marsupial, soit après culture *in vitro*, sont donc identiques morphologiquement, à la précision statistique près.

Les évaluations pondérales exigeraient, en raison de la taille relati-

vement petite des œufs de *Jæra marina*, un matériel considérable. Mais les mesures ayant porté sur les différentes parties du corps, il est raisonnable de penser que les deux groupes de jeunes ont même volume, donc même poids. La suite du développement se poursuivant de façon rigoureusement parallèle, pour ces deux catégories de jeunes, il apparaît comme hautement vraisemblable que les individus nés d'embryons incubés normalement ou cultivés *in vitro* sont non seulement morphologiquement, mais aussi physiologiquement identiques.

L'ensemble des résultats qui viennent d'être exposés conduit à nier l'existence de sécrétions maternelles intra-marsupiales, indispensables ou même seulement favorables au développement embryonnaire chez *Jæra marina*. Des expériences complémentaires, portant notamment sur des Oniscoïdes, adaptés à une vie terrestre ou sub-terrestre, permettront, seules, de juger de la valeur générale de ces conclusions.

(1) H. G. Bronns, *Klassen und Ordnungen des Thierreichs*, 5, II, 4, 5 und 6 Lief., 1882, p. 113-136.

(2) H. Gorvett, *Nature*, 166, 1950, p. 115-116; *Quart. J. Micr. Sc.*, 92, 1951, p. 275-296.

(3) *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 814-816.

(4) *Bull. Soc. Zool.*, 60, 1935, p. 239-241.

(5) Renseignement oral.

(6) *Arch. Zool. Exp. Gen.*, 90, 1953, p. 216.

BIOLOGIE MARINE. — *Rôle du proventricule dans le déterminisme de la stolonisation chez les Syllidiens* (Annélides Polychètes). Note de M. **Maurice Durchon**, présentée par M. Louis Fage.

Des recherches antérieures, relatives au déterminisme de la stolonisation chez les Syllidiens (1), (2), (3), ont montré que l'ablation de la région antérieure (tête et zone œsophagienne) détermine toujours une formation précoce de stolons. Cependant, des difficultés opératoires inhérentes à la petite taille de ces Annélides, avaient empêché jusqu'ici de localiser avec exactitude le siège du centre inhibiteur, malgré quelques tentatives effectuées en ce sens (2), (3).

Ayant réussi à mettre au point une technique d'ablations électives des différentes parties œsophagiennes, j'ai pu constater que le proventricule doit être tenu pour responsable de l'action inhibitrice constatée dans les expériences d'ablation de la région antérieure.

Techniques. — L'espèce de Syllidien choisie est *Trypanosyllis zebra* Grube. Après récolte, les individus sont isolés en boîtes de Petri et élevés en eau de mer à la température constante de 20° C.

Les opérations ont porté sur la région œsophagienne, formée de trois parties qui sont d'avant en arrière : la trompe, le proventricule et le ventricule (*fig.* 1).

Après anesthésie au chlorure de magnésium, l'individu à opérer est placé sur la platine d'une loupe binoculaire. Une incision dorsale, transverse, est pratiquée avec des ciseaux de Wecker à un niveau correspondant au milieu de l'organe à réséquer. A l'aide de pinces très fines ce dernier est alors saisi, ses deux extrémités, antérieure et postérieure, sont successivement amenées devant l'ouverture pratiquée dans les téguments dorsaux et les connexions avec les parties adjacentes sont coupées; la portion œsophagienne ainsi libérée est prélevée. Une agrafe au fil d'argent est apposée sur la plaie; l'animal opéré est remis immédiatement en eau de mer.

Cinq types d'opérations ont été pratiqués : 1° ablation de tout l'œsophage (trompe, proventricule, ventricule); 2° ablation de la trompe; 3° ablation du proventricule; 4° ablation du ventricule; 5° ablations simultanées de la tête, de la trompe et du ventricule.

Des témoins n'ayant subi aucune intervention sont élevés dans les mêmes conditions.

Résultats. — Relatifs aux individus ayant survécu deux mois ils sont groupés dans le tableau où sont indiqués, pour chaque série opératoire, les pourcentages d'individus ayant subi 1, 2, 3 stolonisations ou n'ayant présenté aucune sexualisation (0).

	Pourcentage d'individus ayant subi 0, 1, 2, 3 stolonisations.			
Type d'opérations.	0.	1.	2.	3.
Ablation de : trompe, proventricule, ventricule	–	–	80	20
Ablation de la trompe	93	7	–	–
» du proventricule	–	–	62	38
» du ventricule	54	46	–	–
» de : tête, trompe, ventricule...	34	66	–	–
Opération témoin	54	46	–	–
Témoins	90	10	–	–

Deux opérations sont, seules, capables de déclencher un état *permanent* de stolonisation : l'ablation totale de l'œsophage et l'ablation élective du proventricule. Dans les autres séries, jamais plus d'une stolonisation n'a été observée quand une sexualisation survient. Dans le cas de l'ablation de la trompe le pourcentage d'individus ayant présenté une poussée sexuelle est sensiblement le même que chez les témoins. Mais une résection ventriculaire ou l'ablation simultanée de la trompe et du ventricule causent la formation d'un seul stolon dans 46 et 66 % des cas. Ce fait devait être expliqué.

Il convient alors de remarquer qu'au niveau du proventricule et du ventricule les vaisseaux dorsal et ventral sont réunis par un mésentère qui entoure complètement l'œsophage (*fig.* 2); on pouvait alors se demander si au cours de l'ablation du ventricule, un isolement vasculaire, momentané, du proventricule causé par la lésion de ce plexus n'était pas susceptible de déclencher une stolonisation chez certains individus. C'est pourquoi

j'ai été conduit à effectuer une opération témoin : une incision est pratiquée au niveau du ventricule; ce dernier et le proventricule sont alors sortis puis immédiatement remis en place : aucune section n'est pratiquée dans le tractus œsophagien, cette opération ayant pour unique but de léser le plexus. On constate alors que 46 % des individus ainsi opérés subissent une stolonisation; un isolement vasculaire momentané de la région œsophagienne doit donc être considéré comme la seule cause de l'*unique* poussée sexuelle constatée dans les opérations effectuées au niveau du ventricule.

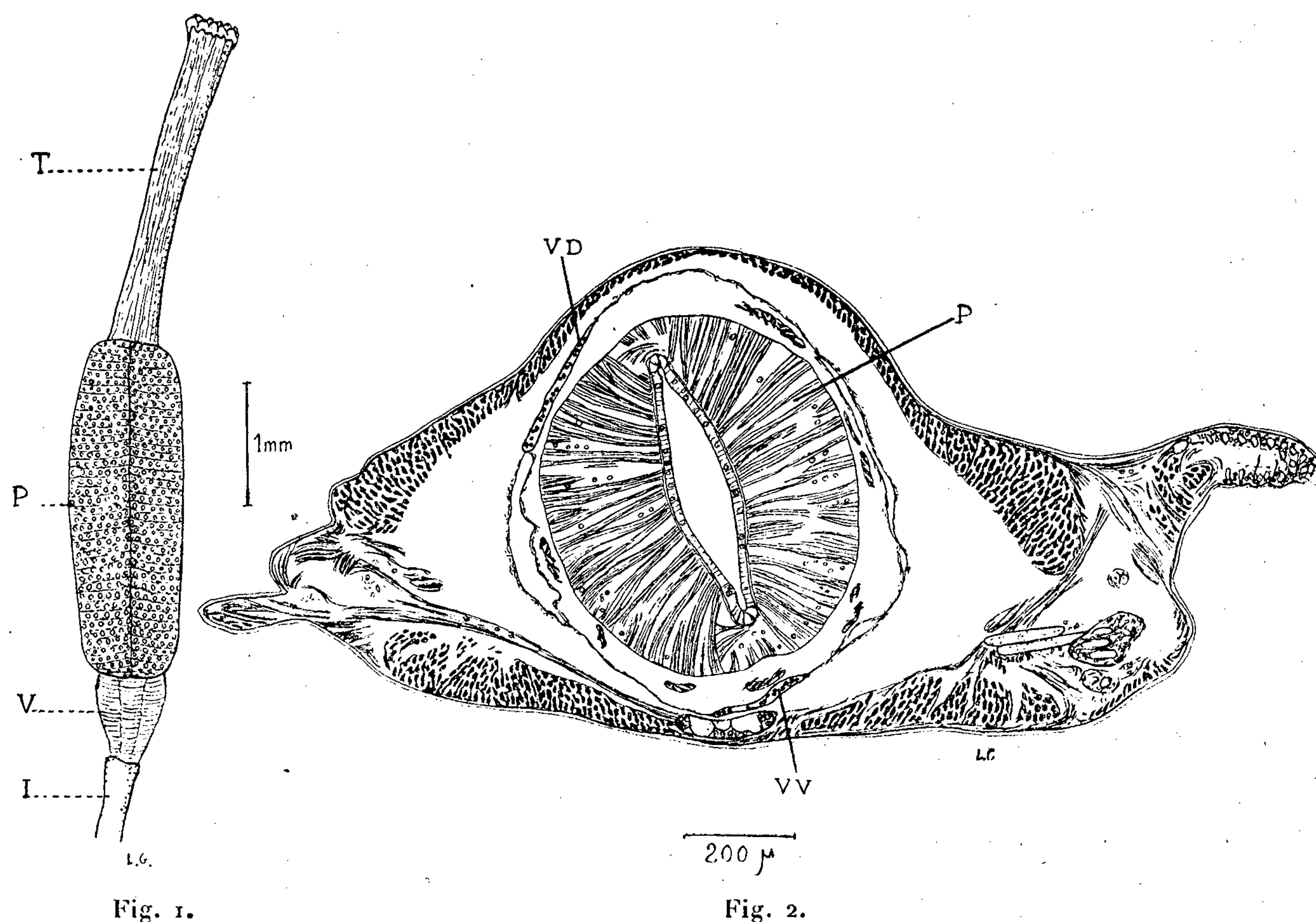


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Tractus œsophagien de *T. zebra*.
T, trompe; P, proventricule; V, ventricule; I, intestin.

Fig. 2. — Coupe transversale au niveau du proventricule.
VD, vaisseau dorsal; VV, vaisseau ventral; P, proventricule.

Par contre l'ablation de tout le tractus œsophagien ou la résection élective du proventricule déterminent, chez les opérés, un état *permanent* de sexualisation.

Ces constatations doivent donc nous conduire à considérer le proventricule comme étant le siège du facteur inhibiteur agissant sur la maturation génitale et la stolonisation. Une étude histologique nous permettra sans doute d'apporter des précisions relatives à la nature endocrine éventuelle de cet organe.

(1) M. Abeloos, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 2236.
(2) M. Durchon, *Ann. Sc. Nat. Zool.*, 14, 1952, p. 119-204.
(3) Cl. Junqua, *Ann. Sc. Nat. Zool.* (sous presse).

GÉNÉTIQUE. — *Recherches préliminaires sur le gène* flavus fuscus F *d'*Idotea tricuspidata *Desm.* Note de M. **Charles Bocquet** et Mme **Emmanuelle Tinturier-Hamelin**, présentée par M. Louis Fage.

Le gène F, qui détermine, à l'état homozygote ou hétérozygote, un phénotype coloré particulier, *flavus fuscus*, chez *Idotea tricuspidata* et *I. emarginata*, est autosomique, mais semble exercer une action déterminante sur le sexe, entraînant, pour 98 % des individus qui le possèdent, la réalisation de l'état femelle.

La plupart des échantillons prélevés dans les populations naturelles d'*Idotea tricuspidata* Desm. et d'*I. emarginata* (Fabr.) renferment, toujours en faible proportion, des individus bicolores, immédiatement repérables, en raison du contraste violent de leurs plages dorsales jaunes et brunes, disposées en un dessin caractéristique. Nous appelons *flavus fuscus* ce phénotype, qui se réalise identiquement dans les deux sexes, mais dont les mâles demeurent rarissimes, un seul exemplaire en ayant été observé sur des milliers d'Idotées récoltées au cours de plusieurs années. Les symboles F, U et B désignent, dans la suite de cet exposé, les phénotypes *flavus fuscus*, *uniforme* et *bilineata*.

Les premiers essais d'analyse génique du phénotype F, effectués à Roscoff sur *I. emarginata*, ont été repris et développés à Luc sur *I. tricuspidata*. Le tableau joint résume les données actuellement acquises, pour cette dernière espèce, sur les descendants d'une femelle F, récoltée ovigère, et qui a donné en F_1 : 27 ♀♀ F + 0 ♀ U + 1 ♂ F + 15 ♂♂ U. Ce résultat, analogue à ceux qu'avaient fournis les recherches préliminaires sur *I. emarginata*, se retrouve dans certaines descendances de F_2.

L'hypothèse d'une liaison partielle au sexe, avec hétérogamétie femelle (1), (2), en fournissait *a priori* une interprétation plausible, mais qui s'avère inconciliable avec l'ensemble assez déconcertant des données expérimentales présentes. Il est pourtant possible de dégager de ces observations les caractères principaux, fort remarquables, du gène *flavus fuscus* F dont la présence, dans le génome de certains individus, détermine la réalisation du phénotype F.

A. Faisons abstraction, pour le moment, de la répartition, entre les sexes, des phénotypes observés. Les tris effectués à la naissance, ou après réalisation de l'état pubéral, montrent que les jeunes se répartissent entre les phénotypes F et U, dans la majorité des cas, de façon conforme aux prévisions mendéliennes simples 1 : 1 ou 3 : 1, relatives au jeu d'un couple

de gènes autosomiques. Les chiffres expérimentaux établissent la dominance du gène F. Remarquons toutefois que le résultat global des cinq croisements F × F n'est excellent que par une compensation due au hasard, seuls les trois premiers croisements donnés dans le tableau conduisant à des proportions statistiquement compatibles avec un rapport 3 : 1.

Tableau groupant les résultats expérimentaux du croisement entre Idotea tricuspidata *de phénotypes* flavus fuscus (*issus d'une femelle* flavus fuscus, *voir* le texte) *et* uniforme. (N, nombre total d'individus des portées; N_F et N_U, nombres d'individus appartenant respectivement aux phénotypes *flavus fuscus*, symbolisé par F, et *uniforme*, symbolisé par U.)

	Tri à la naissance.			Tri après la puberté.			Répartition entre les sexes.			
	N.	N_F.	N_U.	N.	N_F.	N_U.	♀F.	♀U.	♂F.	♂U.
Croisements ♀F × ♂U entre descendants d'une femelle de phénotype F	146	82	64	117	63	54	**63**	**21**	**0**	**33**
	232	114	118	165	82	83	**81**	**27**	**1**	**56**
	204	110	94	132	70	62	**69**	**13**	**1**	**49**
	68	33	35	40	22	18	**22**	**3**	**0**	**15**
	103	59	44	81	46	35	**45**	**1**	**1**	**34**
	753	398	355	535	283	252				
Croisements ♀F × ♂U (mâles de souche pure)	267	124	143	215	104	111	**100**	**20**	**4**	**91**
	40	15	25	31	8	23	**8**	**8**	**0**	**15**
	49	24	25	15	8	7	**8**	**4**	**0**	**3**
	245	125	120	167	88	79	**88**	**0**	**0**	**79**
	369	174	195	241	106	135	**105**	**81**	**1**	**54**
	970	462	508	669	314	355				
Croisements ♀U × ♂F (femelles de souche pure)	68	30	38	44	19	25	**17**	**15**	**2**	**10**
	83	44	39	54	29	25	**28**	**16**	**1**	**9**
	61	34	27	18	10	8	**9**	**5**	**1**	**3**
	130	65	65	108	54	54	**54**	**36**	**0**	**18**
	342	173	169	224	112	112				
	140	101	39	88	66	32	**65**	**21**	**1**	**11**
Croisements ♀F × ♂F	113	81	32	68	45	23	**45**	**15**	**0**	**8**
	204	164	40	130	108	22	**107**	**2**	**1**	**20**
	16	12	4	10	8	2	**8**	**0**	**0**	**2**
	181	121	60	170	112	58	**112**	**1**	**0**	**57**
	99	84	15	74	61	13	**59**	**0**	**2**	**13**
	(613)	(462)	(151)	(452)	(334)	(118)				

Les descendances d'autres croisements, dont le détail sera exposé ultérieurement, réalisés entre individus de phénotypes F et B, puis entre individus de phénotypes F-B (phénotype hybride *flavus fuscus-bilineata*) et U (de souche pure) s'interprètent au mieux en supposant que les gènes F

et B sont portés par des chromosomes homologues. B étant un facteur autosomique ([3]), il en résulte que le gène F est aussi autosomique.

Enfin, trois femelles issues d'un croisement F × F, fécondées par des mâles U de souche pure, ont donné des portées exclusivement composées de F, ce qui prouve l'existence d'homozygotes FF et confirme la dominance de F.

Les trois arguments précédents conduisent à considérer le gène F comme autosomique et dominant, les combinaisons géniques F*f* et FF déterminant la réalisation du phénotype F et la combinaison *ff* celle du phénotype U.

B. Si les populations géniques globales des descendances étudiées sont de type mendélien normal, la distribution entre les sexes des phénotypes présents offre des caractères singuliers.

Pour les F, la disproportion est toujours, quel que soit le sens des croisements, extrême entre les femelles, nombreuses, et les mâles, rares. Pour les U, on observe souvent une situation inverse, mais avec des fluctuations considérables du rapport ♀♀ U/♂♂ U qui, parfois nul, peut devenir supérieur à l'unité. Le nombre des femelles F est toujours supérieur au nombre des femelles U.

Étant donné : 1° l'absence de mortalité différentielle prénatale (proportion normale des phénotypes à la naissance, dans la majorité des descendances) et post-natale (proportion demeurant inchangée après la puberté), 2° l'impossibilité d'ajuster un schéma allosomique aux résultats expérimentaux, il semble raisonnable de supposer que le gène autosomique F exerce, en dehors de son influence sur la couleur des Idotées, une action déterminante sur le sexe, entraînant, dans 98 % des cas, la réalisation de l'état femelle. Il demeure possible que F soit seulement étroitement lié à une gène fortement féminisant.

Le tri des descendances ne comportant que des jeunes F étaye cette opinion, les 160 individus pubères obtenus se répartissant en 159 ♀♀ et 1 ♂. L'action du gène F d'*I. tricuspidata* est donc comparable à celle des gènes M*a* et Y, étudiés par de Lattin ([4]) chez les Oniscoïdes.

Quant à l'hétérogénéité des sex-ratio, pour les U des descendances analysées, nous l'interprétons pour l'instant par le jeu d'autres gènes de sexualité, dont l'étude se poursuit.

([1]) A. Vandel, *Bull. Biol. France-Belg.*, 72, 1938, p. 147-186; 75, 1941, p. 316-363.
([2]) H. Staiger et Ch. Bocquet, *Experientia*, 10, n° 2, 1954, p. 64-69.
([3]) E. Hamelin, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 133.
([4]) *Z. indukt. Abstammungs und Vererbungslehre*, 84, 1951, p. 1-37.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Synthèse de l'adénosine-5'-triphosphate couplée à l'oxydation du thiosulfate par la bactérie chimioautotrophe* Thiobacillus denitrificans. Note (*) de MM. **Gérard Milhaud**, **Jean-Paul Aubert** et M[lle] **Jacqueline Millet**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Chez *Thiobacillus denitrificans* l'oxydation du thiosulfate est liée à l'estérification du phosphate minéral sous forme d'adénosine-5'-triphosphate; on peut étudier le fonctionnement de ce système avec des poudres bactériennes.

Les bactéries chimioautotrophes tirent l'énergie nécessaire à leur croissance de l'oxydation d'un substrat minéral. Le problème fondamental est donc celui du transport de l'énergie d'oxydation sous une forme utilisable par la cellule. Les travaux d'Umbreit ([1]) ont établi que l'oxydation du soufre par *Thiobacillus thiooxydans* est accompagnée d'une estérification du phosphore minéral. On conçoit donc l'existence d'une phosphorylation oxydative donnant naissance à un composé riche en énergie. Nous ignorons encore le mécanisme de cette phosphorylation et même la nature du composé phosphorylé.

Étudiant cette question avec *Thiobacillus denitrificans*, nous avons tout d'abord identifié les principaux intermédiaires phosphorylés synthétisés après quelques minutes d'incubation en présence de phosphate marqué, ce qui nous a permis de caractériser le composé précurseur. Nous décrivons enfin un système expérimental permettant d'étudier isolément l'oxydation phosphorylante du thiosulfate.

1. *Identification des principaux composés phosphorylés formés après* 10 *mn d'incubation.* — Les bactéries sont cultivées habituellement en anaérobiose à 30° dans le milieu suivant :

$ClNH_4$	0,5 g	ClH, n	10 ml
$Cl_2Mg.6H_2O$	0,5 g	$S_2O_3Na_2.5H_2O$	5 g
PO_4KH_2	2 g	CO_3Na_2	2,5 g
NO_3K	2 g	$SO_4Fe.7H_2O$	0,01 g
		eau distillée	q. s. p : 1 l.

L'emploi du ^{32}P permet de montrer qu'en absence de thiosulfate il n'y a pratiquement pas estérification du phosphate minéral.

Pour identifier les principaux composés formés en présence de thiosulfate, nous avons utilisé le double marquage au ^{14}C et ^{32}P. Les bactéries sont cultivées pendant 48 h dans le milieu habituel, puis pendant 4 h dans un milieu contenant du $^{14}CO_3Na_2$. Après centrifugation, on remet les bactéries en suspension dans le milieu habituel où le phosphate et le carbonate ordinaires sont remplacés par 10 μC de $^{14}CO_3Na_2$ (0,5 μM) et 10 μC de $^{32}PO_4HNa_2$ (sans entraîneur) par millilitre. Au bout de 10 mn d'incubation les bactéries sont centrifugées puis extraites à 5° avec 0,2 ml d'acide trichloracétique à 5 %.

L'extrait est chromatographié sur papier Schleicher et Schüll n° 1 dans le système de solvants suivants : phénol saturé d'eau et N butanol-acide propionique-eau (2-1-1,4). On procède ensuite à la radioautographie.

Toute la radioactivité du phosphate organique est pratiquement concentrée dans quatre taches qui ont été identifiées de la manière suivante :

Tache 1 (48 % de la radioactivité totale du ^{32}P, R_f 0-0,08). — Après rechromatographie dans le solvant de Carpenter [2] : alcool isoamylique-alcool tétrahydrofurfurylique-citrate de potassium 0,08 M pH 7,92 (1-1-1), cette tache se résout en deux autres qui correspondent respectivement au ribulose-1, 5-diphosphate (80 % de la radioactivité) et au ribulose-5-phosphate (15 % de la radioactivité).

Tache 2 (12 % de la radioactivité totale R_f 0,16-0,11). — Après chromatographie dans le solvant de Carpenter, toute la radioactivité est concentrée dans une seule tache de R_f 0,19. Le produit se décompose alors spontanément en ribose, uridine et phosphate. Cette décomposition est activée par traitement à la polidase S. Il s'agit donc vraisemblablement d'une uridine-phosphate-ribose.

Tache 3 (6,1 % de la radioactivité totale, R_f 0,24-0,20). — Dans le solvant de Carpenter cette tache se résout en deux autres qui correspondent aux hexoses phosphates (glucose, mannose, fructose)

Tache 4 (33,6 % de la radioactivité, R_f 0,29-0,16). — Cette tache ne se décompose pas dans le solvant de Carpenter. Le résidu carboné est identifié à l'adénosine et le produit phosphorylé à l'adénosine-5'-triphosphate (ATP).

Donc après 10 mn d'incubation les premiers composés phosphorylés décelables dans l'extrait trichloracétique sont : le ribulose-1, 5-diphosphate, un dérivé phosphorylé de l'uridine et du ribose, les hexoses phosphates et l'ATP.

2. *Identification du premier composé phosphorylé formé.* — Pour caractériser le composé précurseur, le marquage au ^{32}P suffit, ce composé devant être un de ceux décrits ci-dessus.

Les bactéries sont cultivées dans le milieu habituel, centrifugées, lavées, puis remises en suspension dans le milieu suivant, à la concentration de 4 mg (poids sec) par millilitre.

$ClNH_4$	0,25 g	CO_3HNa	1,25 g
$Cl_2Mg.6H_2O$	0,25 g	$SO_4Fe.7H_2O$	0,01 g
NO_3K	2 g	eau distillée	q. s. p. 1 l.
$S_2O_3Na_2.5H_2O$	5 g		

On laisse 10 mn à 30° jusqu'à ce que le dégagement d'azote devienne visible. On ajoute à 0,2 ml de la suspension 1 μC de phosphate radioactif, puis 0,1 ml d'acide trichloracétique à 15 % à des temps variables :3, 5 et 10 s.

Par chromatographie sur papier, on ne peut déceler dans cet extrait qu'un seul composé radioactif autre que le phosphate minéral et dont la radioactivité

augmente régulièrement : 840 c/mn après 3 s, 1 520 c/mn après 5 s et 2 460 c/mn après 10 s. Ce composé est identifié par cochromatographie à deux dimensions au l'ATP.

3. *Synthèse du ATP par les poudres bactériennes.* — Les bactéries séchées à la température ordinaire sous vide sont capables de synthétiser le ATP à partir de l'adénosine diphosphate (ADP) et du phosphate minéral au cours de l'oxydation du thiosulfate.

Cette synthèse peut être mise en évidence par la formation de glucose-6-phosphate à partir du glucose en présence d'hexokinase.

Le mélange réactionnel complet comprend : poudre bactérienne : 10 mg; hexokinase : 20 U; tampon glycyl-glycine pH 6,9 : 160 μM; ADP : 5 μM; glucose : 10 μM; $Cl_2Mg.6H_2O$: 10 μM; $S_2O_3Na_2.5H_2O$: 8 μM; FK : 15 μM; $^{32}PO_4H_3$ (sans entraîneur) 2 μC. Volume final : 2 ml.

Cette suspension est mise à incuber à 37° dans l'air. Une expérience témoin est faite en omettant le thiosulfate.

Après 45 mn d'incubation, on dose le phosphate hydrolysable dans ClH, *n* pendant 7 mn à 100°. En présence de thiosulfate, il y a formation de 1,5 μM de glucose-6-phosphate. L'addition de phosphate radioactif au mélange réactionnel permet de vérifier par cochromatographie que tout le phosphate estérifié existe bien sous forme de glucose-6-phosphate.

Il y a donc synthèse d'au moins 1,5 μM de ATP; en effet, les cellules contiennent une ATPase et une ADPase, de sorte que cette valeur est sans doute minimale. Naturellement, en absence de thiosulfate, le système ne fonctionne pas.

Conclusion. — Chez *Thiobacillus denitrificans*, l'énergie résultant de l'oxydation du thiosulfate en sulfate est rendue utilisable par la formation de ATP, premier composé phosphorylé stable décelable chez la bactérie vivante. Avec des poudres bactériennes, il est possible de faire fonctionner isolément le système enzymatique qui relie l'oxydation du thiosulfate à la synthèse du ATP à partir du ADP et du phosphate minéral.

(1) *J. Bact.*, 67, 1954, p. 387.
(2) *Anal. Chem.*, 24, 1952, p. 1203.

BACTÉRIOLOGIE. — *Les streptocoques dominants dans le tube digestif du Porc adulte.* Note de MM. **Pierre Raibaud** et **Maurice Caulet**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Les streptocoques dominants dans le tube digestif du Porc adulte appartiennent à l'espèce *Streptococcus bovis*. *S. fæcium* est numériquement moins important.

Dans deux Notes précédentes (1), (2) nous avons étudié les rapports

quantitatifs qui existaient entre les lactobacilles et les coliformes dans le tube digestif du Porc adulte, et nous avons identifié les lactobacilles dominants. Nous présentons maintenant quelques résultats concernant les streptocoques. En effet de nombreux travaux ont été consacrés à l'étude des contaminations de produits alimentaires par des streptocoques, en particulier par *S. fæcalis* et *S. fæcium* et l'on pense actuellement [R. Buttiaux ([3]), Cooper et Ramadan ([4])] que la présence dans ces produits de *S. fæcalis* est un indice de contamination fécale aussi sûr que la présence des coliformes. Il était donc intéressant de rechercher si ces deux types de streptocoques étaient ou non dominants chez le Porc.

Récemment Willingale et Briggs ([5]) ont montré que la flore dominante dans le cæcum et les fèces de porcs adultes était constituée par des lactobacilles et des streptocoques. Barnes et Ingram ([6]) ont trouvé que, sur 90 souches de streptocoques isolées de fèces de Porc, 40 appartenaient à l'espèce *S. fæcium* et 50 ressemblaient plus à *S. fæcium* qu'à *S. bovis*. Au cours de notre étude sur la flore dominante dans le tube digestif du Porc adulte ([1]), nous avons trouvé des streptocoques dans tout le tractus, y compris l'estomac. Mais le nombre de ces streptocoques subit des variations individuelles considérables : par exemple chez certains animaux nous avons trouvé 10^7 streptocoques dans l'estomac et chez d'autres moins de 10^4. Dans les fèces, le nombre de streptocoques est généralement élevé, parfois aussi élevé que celui des lactobacilles.

Nous avons isolé et étudié ces streptocoques sur le milieu à l'autolysat de levure précédemment décrit ([3]). Dans ce milieu, les colonies de streptocoques sont lenticulaires et leur dimension est nettement plus faible que celle des colonies de lactobacilles hétérofermentaires. Nous avons identifié 54 souches en nous basant sur les épreuves proposées par différents auteurs [Abd el Malek et Gibson ([7]), Sherman ([8]), Shattock ([9]), ([10])]. Leurs caractères d'identification sont indiqués dans le tableau ci-contre.

1 souche sur 54 est un streptocoque du type *S. fæcium* (mannitol —, raffinose +). Les autres s'en distinguent nettement par l'absence de développement à 10° C, la faible tolérance au chlorure de sodium, l'absence de désamination de l'arginine. Ces trois caractères, ainsi que la fermene tation constante du raffinose, permettent de classer ces streptocoques dans le groupe *S. bovis*. Les souches étudiées par Abd el Malek et Gibson résistent toutes à 63° C mais Shattock ([9]) et Cooper ([4]) considèrent comme *S. bovis* des souches non thermorésistantes. De même, Perry, Wilson, Newland et Briggs ([11]) ont identifié à *S. bovis* des souches non thermorésistantes.

Ils ont montré que ces streptocoques étaient numériquement les plus importants dans le rumen des Bovins. Par contre, dans les fèces humaines, tout au moins chez les adultes, les streptocoques dominants,

qui, avec les coliformes, constituent la flore dominante, appartiennent aux types *S. fæcalis* et *S. fæcium* [4].

Nombre de souches étudiées...	1.	53.
CO_2 à partir du glucose	—	—
NH_3 à partir de l'arginine	+	—
Croissance à 10° C	+	—
Croissance à 45° C	+	+29 —24
Tolérance à 3% ClNa	+	+34 —19
Tolérance à 6,5% ClNa	+	—
Acide à partir de Maltose	+	+
Acide à partir de Arabinose	—	—
Acide à partir de Raffinose	+	+52 — 1
Acide à partir de Mannitol	—	—35 +18
Acide à partir de Saccharose	+	+
Action sur le lait tournesolé	R. C	—39 C : 14
Thermorésistance en lait à 63° C 30′	+	—42 ± 11 (*)

(*) ± : moins de 10 colonies, après chauffage et ensemencement selon la technique d'Abd el Malek et Gibson.

Ainsi, chez le Porc, la flore dominante d'anaérobies facultatifs — lactobacilles [2], streptocoques — est constituée par des organismes qui se développent dans des limites de température assez étroites, qui sont peu résistants aux milieux hostiles et dont les propriétés cataboliques sont faibles. Mais la croissance de ces organismes, dans tout le tube digestif du Porc, est toujours plus active que celle d'organismes plus résistants et dont le catabolisme est beaucoup plus étendu.

(1) P. Raibaud, M. Caulet et G. Mocquot, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 683.
(2) P. Raibaud et M. Caulet, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 816.
(3) *L'analyse bactériologique des eaux de consommation*, p. 31.
(4) *J. Gen. Microbiol.*, 12, 1955, p. 180.
(5) *J. Appl. Bact.*, 18, 1955, p. 284.
(6) *Ann. Inst. Pasteur*, Lille, 7, 1955, p. 115.
(7) *J. Dairy Res.*, 15, 1948, p. 233.
(8) *Bact. Rev.*, 1, 1937, p. 3.
(9) *J. Gen. Microbiol.*, 3, 1949, p. 80.
(10) *Ann. Inst. Pasteur*, Lille, 7, 1955, p. 95.
(11) *J. Appl. Bact.*, 18, 1955, p. 436.

A 15 h 50 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

Sur la proposition de la Commission des Unions scientifiques, l'Académie adopte le vœu suivant qui sera transmis au Gouvernement :

« L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

« renouvelant le vœu qu'elle a émis, en sa séance du 27 février 1956, pour que les crédits actuellement mis à la disposition de la Direction générale des Affaires culturelles et techniques au Ministère des Affaires étrangères et du Service universitaire des relations avec l'Étranger et l'Outre-Mer au Ministère de l'Éducation Nationale, soient considérablement augmentés, et que des chapitres spéciaux soient envisagés pour ceux de ces crédits qui sont réservés aux réunions scientifiques,

« apprenant, d'autre part, qu'il est envisagé de bloquer temporairement certains crédits de l'année 1957,

« ÉMET LE VŒU

« que les crédits destinés à assurer la représentation française dans les assemblées scientifiques internationales ne soient soumis à aucun blocage afin que les directions qui en ont la disposition puissent en user dès maintenant, s'il y a lieu. »

Sur la proposition de M. **Philibert Guinier**, l'Académie adopte le vœu suivant, en faveur de la conservation du Massif forestier de Fontainebleau; ce vœu sera transmis à M. le Ministre des Travaux publics :

« L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

« sans s'immiscer dans la discussion des motifs d'ordre technique qui peuvent déterminer le choix de l'itinéraire de l'autoroute du Sud,

« CONSIDÉRANT

« que la conservation dans son intégrité du massif forestier de Fontainebleau, champ d'études exceptionnel pour les naturalistes, présente un intérêt scientifique considérable sur lequel elle a déjà attiré l'attention des Pouvoirs publics,

« que de très graves perturbations biologiques pourraient survenir dans l'ensemble de la forêt si le tracé envisagé pour l'autoroute du Sud et pour sa bretelle de raccordement sur Fontainebleau était réalisé,

« apprenant que, malgré le vœu émis par elle le 19 mars 1956, le projet n'a pas été modifié et qu'il est actuellement soumis à l'enquête administrative,

« ÉMET A NOUVEAU ET AVEC INSISTANCE LE VŒU

« que le projet établi par les Services publics soit modifié de manière que le nouveau tracé contourne par l'Ouest le massif forestier de Fontainebleau et qu'ainsi celui-ci soit maintenu dans son intégrité.

« ELLE DONNE MANDAT

« à l'un de ses Membres, M. **Philibert Guinier,** Directeur honoraire de l'École nationale des Eaux et Forêts, 11, rue de la Planche, à Paris, 7e, pour inscrire le vœu ci-dessus au registre d'enquête à Melun. »

La séance est levée à 16 h 5 m.

R. C.

ERRATA.

—

(*Comptes rendus* du 28 janvier 1957.)

Note présentée le même jour, de M. *Nicolas K. Artémiadis*, Quelques théorèmes sur les transformées de Fourier et sur les coefficients des fonctions typiquement réelles :

Page 545, 29e ligne, *au lieu de* $\tau = 1 - 0$, *lire* $r = 1 - 0$.
» » 30e et 31e lignes, *au lieu de* $\tau = 1$, *lire* $r = 1$.
» 546, 1re ligne, *au lieu de* valeur de τ, *lire* valeur de r.
» » 15e ligne, *au lieu de* $H_r(x) = \beta \bigstar B_1$, *lire* $H_r(x) = \beta \bigstar \beta_1$.
» » 24e ligne, *au lieu de* $\gamma_1(S_{\nu+1} + S_{\nu+2})$, *lire* $\gamma_1(S_{\nu+1} + S_{\nu-2})$.
» » 29e ligne, *au lieu de* $\tau = 1 - 0$, *lire* $r = 1 - 0$.
» 30e ligne, *au lieu de* $1 + a_2 + \ldots + a_{n-1} t(a_n/2)$, *lire* $1 + a_2 + \ldots + a_{n-1} + (a_n/2)$.
» » 31e ligne, *au lieu de* Mandelbrojt (2), *lire* Mandelbrojt (3).
» 547, 4e et 6e lignes, *au lieu de* $- a_{\nu-1}$, *lire* $+ a_{\nu-1}$.
» » 7e ligne, *au lieu de* $2 - 3\tau + r^2$, *lire* $2 - 3r + r^2$.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 4 MARS 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

Notice nécrologique sur HENRY NORRIS RUSSELL,
Correspondant pour la Section d'Astronomie,

par M. **ANDRÉ DANJON**.

Avec **HENRY NORRIS RUSSELL**, disparaît l'une des figures les plus originales de la science contemporaine, et l'un de ceux qui ont contribué le plus efficacement à faire de l'astronomie stellaire une science interprétative.

H. N. Russell naquit à Oyster Bay (New-York) le 25 octobre 1877. Étudiant à l'Université de Princeton, il y prend ses grades et y reçoit le titre de docteur en 1899. De 1902 à 1905, il fait un stage à l'Observatoire de Cambridge (Angleterre), où il collabore avec Hinks à la détermination photographique des parallaxes stellaires.

De retour à Princeton, il s'y fixe définitivement, assumant jusqu'en 1947 la double fonction de professeur d'astronomie et de directeur de l'Observatoire. Mais pour H. N. Russell l'âge de la retraite n'est pas celui du repos, et nous le voyons attaché jusqu'en 1952 à l'Observatoire de Harvard College en qualité de « Research Associate ». Au cours de cette brillante carrière scientifique qui s'étend sur plus d'un demi-siècle, il s'est vu décerner les distinctions honorifiques les plus flatteuses par les Académies, les Universités et les Sociétés Savantes du monde entier. Notre Compagnie l'avait élu Correspondant pour sa Section d'Astronomie le 30 janvier 1939. Il avait reçu le prix Lalande en 1922 et la médaille Janssen en 1936.

On ne pouvait approcher H. N. Russell sans être frappé de la variété et de l'étendue de ses connaissances. Ses publications portent la marque d'un esprit curieux de tout, capable de rapprocher les éléments en apparence les plus disparates pour en faire une synthèse originale et féconde. Il possédait l'art subtil de discuter les résultats d'observation, et d'en

déduire les données indispensables à l'édification de la théorie. Si, pendant près d'un demi-siècle, il n'a pas cessé d'améliorer la détermination des éléments des étoiles doubles à éclipses, en vue d'une connaissance plus précise de leurs densités, ce n'était pas pour en dresser un catalogue, mais pour asseoir sur une base solide la théorie de l'évolution stellaire.

Ainsi, sans jamais enfermer son activité dans les limites d'une spécialité, il suivait attentivement le progrès de toutes les branches de l'astronomie. A la fin de sa carrière universitaire il appartenait à neuf des commissions de l'Union Astronomique Internationale, mais toutes les autres eussent pu légitimement se l'attacher.

A ses débuts, H. N. Russell avait fait plus d'une incursion dans le domaine de l'astronomie de position : perturbation d'Eros, orbite d'une comète, détermination photographique des coordonnées de la Lune; et son étude sur l'albedo des planètes et de la Lune est restée longtemps classique. Mais son nom demeurera attaché surtout au diagramme spectre-luminosité des étoiles, à l'étude des étoiles doubles à éclipses, et à la composition chimique du Soleil.

La notion de magnitude absolue avait été introduite en astronomie stellaire par Kapteyn en 1902; trois ans plus tard, E. Hertzsprung montrait que les étoiles rouges se divisaient en deux groupes, les naines et les géantes. En 1910, H. N. Russell, qui vient d'achever la détermination des parallaxes de 52 étoiles du programme de Cambridge, étudie à son tour la distribution des magnitudes absolues en fonction de la classe spectrale. Il constate que les étoiles brillantes à faible mouvement propre sont intrinsèquement très lumineuses, leur magnitude absolue étant de 2,6 pour les classes F 8 à M; tandis que la magnitude absolue des étoiles faibles à mouvement propre rapide varie de 5,2 à 10,0 lorsqu'on passe de la classe F 8 à la classe M. Les premières sont des géantes, les secondes constituant ce qu'on appelle aujourd'hui la série principale. H. N. Russell montre, par l'étude des étoiles doubles, que les masses stellaires sont bien loin d'offrir la même variété que les luminosités, et que, par conséquent, les naines diffèrent des géantes surtout par leur volume et leur densité.

Les faits mis ainsi en évidence lui semblent une illustration de la théorie de Lane, selon laquelle les étoiles naissent à l'état de géantes, sous un volume très grand avec une très faible densité; comme elles se condensent peu à peu sous l'action de la gravité, leur température commence par croître. Pendant cette première phase de leur évolution, leur luminosité totale varie donc peu; mais lorsque la source de l'énergie de gravitation est presque tarie, la température s'abaisse en même temps que le volume, et l'éclat de l'étoile diminue. Ce serait le cas du Soleil et des autres astres de la série principale.

Ce Mémoire fondamental ouvrait aux chercheurs de trop belles perspec-

tives pour ne pas être accueilli par eux avec une faveur marquée : un demi-siècle n'a pas atténué l'intérêt suscité par le diagramme de Hertzsprung-Russell. Mais la théorie de Lane a été rejetée dans l'oubli par les théories nucléaires de l'énergie solaire ou stellaire, et le schéma évolutif proposé par H. N. Russell a cédé la place à d'autres interprétations, dépourvues, il faut bien le dire, de son élégante simplicité, mais certainement plus proches de la réalité. La découverte des étoiles de la Population II a d'ailleurs modifié la position du problème. Il n'en reste pas moins que ce schéma a joué très utilement, pour plusieurs générations de chercheurs, le rôle d'hypothèse de travail, et que les faits sur lesquels il reposait demeurent, même si d'autres faits sont venus s'y ajouter.

Ce premier travail avait orienté l'activité de H. N. Russell vers la détermination des densités et des brillances, que seules les étoiles doubles à éclipses peuvent nous faire connaître. Les méthodes qu'il a imaginées et appliquées pour la première fois, seul ou en collaboration avec Harlow Shapley, sont devenues aussitôt classiques. Dans la suite, pour analyser dans le détail les courbes de lumière très précises que fournit aujourd'hui la photométrie photoélectrique, il a fallu apporter maintes retouches au mode opératoire initial. Avant de quitter l'Université de Princeton H. N. Russell y avait organisé un centre pour l'étude des binaires à éclipses, qui fonctionnait sous sa présidence, et dont les publications constituent une contribution de premier ordre à l'étude de ces étoiles remarquables.

Il avait été l'un des premiers à deviner tout ce que l'astronomie stellaire et solaire pourrait tirer de la théorie quantique des spectres. On lui doit la classification des raies spectrales de nombreux éléments : oxygène, argon, néon, métaux alcalino-terreux, fer et métaux du même groupe, aluminium, scandium, yttrium, etc. En 1929, il exprimait l'espoir de voir un jour la composition chimique du Soleil établie quantitativement par l'étude des contours des raies de son spectre. Mais, sachant que ce serait là une entreprise de longue haleine, il se proposa d'utiliser en première approximation, non les largeurs des raies mais leur intensité dans l'échelle de Rowland qu'il venait d'étalonner. Il trouva que l'hydrogène est de beaucoup l'élément le plus abondant de l'atmosphère solaire; puis vient l'hélium; plus loin le carbone, l'azote et l'oxygène; enfin les métaux à l'état de traces, mais, fait remarquable, dans les mêmes proportions relatives que dans l'écorce terrestre. L'étude de ce qu'on a appelé le mélange de Russell a donc un intérêt certain pour la cosmogonie. Les méthodes élaborées par Unsöld ont fait connaître sa composition avec plus de précision, sans apporter de changements essentiels aux conclusions de H. N. Russell.

Cette trop rapide revue d'une longue et glorieuse carrière serait incomplète si l'on n'y soulignait pas le rôle joué par le professeur et

l'éveilleur de vocations. Des générations d'étudiants ont appris l'astronomie dans le remarquable traité de Russell, Dugan, Stewart, si souvent cité, et qui fait autorité. Il a écrit pour le public des Ouvrages ou des articles de vulgarisation, d'une hauteur de vues rarement égalée.

Depuis quelques années, il avait dû renoncer à participer autrement que par des Communications écrites aux Congrès internationaux que sa forte personnalité animait naguère. Il s'est éteint dans une clinique de Princeton le 18 février 1957, mais son souvenir restera gravé dans la mémoire de tous ceux qui ont eu le privilège de le connaître.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur la variation de tension superficielle de l'eau par dissolution d'un électrolyte.* Note de M. **Eugène Darmois.**

Plusieurs auteurs ont déterminé la tension superficielle de l'eau dans laquelle avaient été dissous des acides, bases et sels; les tables de constantes renferment généralement, soit la tension superficielle elle-même, soit sa variation pour une série de concentrations. Par exemple, pour NaCl à 20°C :

M...........	0,025	0,05	0,1	0,25	0,5	1	2	3	4	5	6
$\Delta\gamma$..........	0,055	0,09	0,17	0,42	0,82	1,64	3,28	4,90	6,54	8,17	9,80

Les graphiques de $\Delta\gamma = f(M)$ montrent que, pour des solutions étendues, souvent jusqu'à la concentration 2 M, on a $d\gamma/dM = \text{const.}$

Nous donnons quelques-unes de ces valeurs dans le tableau suivant :

HCl....................	−0,30	HNO_3..................	−0,73
KCl....................	+1,39	KNO_3..................	1,03
NaCl....................	1,63	$NaNO_3$..................	1,20
LiCl....................	1,69	$LiNO_3$..................	1,27

Les électrolytes en question sont entièrement dissociés en ions à ces concentrations. Nous avons pensé que ces valeurs de $d\gamma/dM$ étaient additives en ce qui concerne les ions. Dans ce but, nous avons formé les différences ($HCl-HNO_3$), etc. Cela donne les résultats ci-dessous :

(HCl) — (HNO_3)...........................	0,43
(KCl) — (KNO_3)...........................	0,36
(NaCl) — ($NaNO_3$)........................	0,43
(LiCl) — ($LiNO_3$)........................	0,42

Les erreurs d'expérience dans la détermination de la tension superficielle sont grandes; compte tenu de ces erreurs, les nombres ci-dessus sont égaux; ils représentent $(Cl^-)-(NO_3^-)$. On peut donc supposer que $d\gamma/dM$ pour un électrolyte donné, est la somme des contributions des deux ions. La valeur absolue de ces contributions sera différente suivant qu'on adoptera telle ou telle valeur

pour Cl^- par exemple. Or, pour ce qui concerne la conductibilité, l'ion Cl^- est très semblable à l'ion K^+. Nous avons donc supposé que les contributions de Cl^- et K^+ sont voisines; cela donne le tableau suivant, auquel nous avons adjoint quelques ions supplémentaires :

H^+.	NO_3^-.	K^+.	NH_4^+.	Cl^-.	Na^+.	Li^+.	Ca^{++}.	Ba^{++}.	Br^-.	I^-.
−1,00	0,28	0,69	0,69	0,70	0,93	1,00	2,18	1,60	0,64	0,15

On voit que les contributions de H^+ et Cl^- sont de signe contraire. Or, si l'on admet la formule de Gibbs, l'enrichissement u par unité de surface serait, pour une solution étendue

$$u = -\frac{d\gamma}{dM}\frac{M}{RT}.$$

Pour H^+, $u > 0$; pour Cl^-, $u < 0$; il y a donc enrichissement en ions H^+ et appauvrissement en ions Cl^-; la surface sera en moyenne chargée +; les partisans d'une double couche à la surface du liquide mettraient la face + à l'extérieur. Pour un sel dissous, le cation a un $d\gamma/dM$ supérieur à l'anion; la couche double serait donc inversée.

Jusqu'ici nous avons employé la concentration M dans la formule de Gibbs; en réalité c'est l'activité qui doit y figurer. Or, on ne connaît, pour HCl par exemple, que l'activité moyenne du corps dissous, qui se présente comme la moyenne géométrique des activités de H^+ et Cl^-. Si l'on écrit $a = fM$, f en fonction de M passe par un minimum pour une valeur de M voisine de 0,5. On connaît peu de choses sur les coefficients d'activité individuels des ions; il est probable qu'ils obéissent à une loi analogue, le coefficient f de H^+ étant représenté par une loi de la forme

$$\log_{10} f = -A\sqrt{M} + BM, \qquad \text{avec} \quad a_H = fM.$$

La formule de Gibbs s'écrit pour l'ion H^+ :

$$u = -\frac{1}{RT}\frac{d\gamma}{d(\ln a)};$$

$$d(\ln a) = \frac{df}{f} + \frac{dM}{M}, \qquad \text{d'où} \qquad u = -\frac{1}{RT}\frac{d\gamma}{dM}\frac{M}{1+\dfrac{M}{f}\dfrac{df}{dM}}.$$

Nous admettrons que, pour l'ion H^+, f est minimum et égal à 0,5 pour $M = 0{,}36$; $\sqrt{M} = 0{,}6$; cela donne finalement $A = 1$ et $B = 0{,}833$:

$$\ln f = -2{,}3\sqrt{M} + 1{,}916\,M, \qquad \frac{1}{f}\frac{df}{dM} = -\frac{2{,}3}{2\sqrt{M}} + 1{,}916.$$

Pour calculer l'erreur commise en employant M au lieu de a, nous prendrons deux valeurs de M de part et d'autre du minimum.

Pour $M = 0{,}01$, $\sqrt{M} = 0{,}1$; $(M/f)(df/dM) \cong -0{,}1$; l'erreur commise en prenant M est de l'ordre de 10 % par défaut.

Pour $M = 1$, $(M/f)(df/dM) = 0{,}77$; l'erreur est 3/7 par excès.

L'application des principes ci-dessus à d'autres ions que ceux indiqués rencontre quelques difficultés; par exemple pour SO_4^{--}, la dispersion des nombres obtenus est très grande; il y aurait avantage à reprendre les mesures de tension superficielle avec une méthode plus précise.

En faisant hommage à l'Académie de ses *Leçons sur les Récurrences et leurs applications,* recueillies par MM. Jacques Dufresnoy et Éloi Lefebvre, M. **Paul Montel** s'exprime en ces termes:

Ce livre est le dernier de la Collection de Monographies sur la théorie des fonctions, qu'Émile Borel a créée et qui forme en une cinquantaine de volumes une somme de nos connaissances dans le domaine des fonctions. C'est un monument magnifique élevé à une science, qui a ses racines en France, mais qui s'est épanouie dans le monde entier. Je suis certain de traduire la pensée de tous les auteurs qui ont contribué à l'édifier, et de tous les lecteurs qui en ont tiré profit, en rendant à Émile Borel l'hommage de notre reconnaissante admiration.

Les Ouvrages suivants sont présentés :

par M. **Louis de Broglie** : *Histoire générale des sciences,* publiée sous la direction de René Taton. Tome I. *La science antique et médiéviale (des origines à 1450),* par Roger Arnaldez, Jean Beaujeu, Guy Beaujouan, Raymond Bloch, Louis Bourgey, Paul Dupont-Sommer, Jean Filliozat, Raymond Furon, André Haudricourt, Jean Itard, René Labat, Gustave Lefebvre, Louis Massignon, Paul-Henri Michel, Joseph Needham, I. Simon, Guy Stresser-Péan, René Taton, Jean Théodoridès, Jean Vercoutter, Charles Virolleaud. *Préface générale,* par René Taton ;

par M. **Pierre Tardi** : Institut géographique National. *Atlas des formes du relief.*

DÉSIGNATIONS.

Sont désignés pour représenter l'Académie :

M. **Louis de Broglie**, à la cérémonie qui aura lieu à la Sorbonne, le 28 mars 1957, à l'occasion du tricentenaire de la naissance et du bicentenaire de la mort de **Fontenelle** ;

MM. Léon Binet et André Danjon, à la cérémonie d'inauguration du Palais de l'Université de Caen, qui aura lieu le 1er juin ;

M. Georges Poivilliers, à la Conférence Régionale que l'Union Géographique internationale organise avec le Conseil scientifique du Japon à Tokyo et à Nara, en août et septembre prochains ;

M. Arnaud Denjoy, aux cérémonies solennelles qui auront lieu à Amsterdam du 6 au 9 mai 1958, à l'occasion du cent cinquantième anniversaire de la fondation de l'Académie Royale Néerlandaise des sciences et des lettres.

CORRESPONDANCE.

M. le Ministre de Éducation Nationale invite l'Académie à lui présenter une liste de deux ou trois candidats à la Chaire d'Électricité industrielle vacante au Conservatoire National des arts et métiers.

(Renvoi aux Sections de Physique et des Applications de la science à l'industrie).

M. le Secrétaire perpétuel signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Louis Bounoure. *Déterminisme et finalité*;

2° Ciba Foundation. *Symposium on the chemistry and biology of purines*;

3° *The constitution of matter*, by Robert Oppenheimer;

4° *Carte géologique de l'Indochine à l'échelle du* 500 000e. *Notice sur la feuille de Vientiane d'après les travaux de* MM. *Dussault, Jacob, Bourret, Mansuy, Patte, Fromaget, Romieux, Fontaine et Saurin*, par E. Saurin et *Carte;*

5° Polski Zwiazek entomologiczny. *Klucze do Oznaczania Owadow Polski*. XXVII. *Motyle*. Lepidoptera. 45 *b* : *Omacnicowate*. Pyralididæ, par Stanislaw Bleszynski;

6° *Preliminary Notes on the Geology of Kilimanjaro*, by W. H. Wilcockson;

7° G. D. Athanassopoulos. *Sur la structure fine des formations dures de certains animaux (coquille des lamellibranches, chitine des malacostracés). Un cas de périodicité de la montée des civelles;*

8° National physical laboratory. *Mathematical Tables*. Vol. I.

THÉORIE DES CORPS VALUÉS. — *Prolongement analytique dans les corps valués complets : préservation de l'analycité par les opérations rationnelles.* Note (*) de M. **Marc Krasner**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Dans mes Notes précédentes [1], j'ai introduit la notion d'*éléments analytiques* d'un corps valué algébriquement clos k, qui sont les limites uniformes, sur des sous-ensembles de k (« projectivisé » par l'adjonction d'un « point à l'infini » ∞) d'une certaine forme (dits *quasi connexes*), des suites de fractions rationnelles $\in k(x)$ n'y ayant aucun pôle. J'ai prouvé, pour ces éléments analytiques, un théorème d'unicité [1], ce qui m'a permis de définir la notion de *fonction analytique* dans k, dont la présente Note étudie certaines propriétés.

Je rappelle qu'un $D \subseteq k'$, où $k' = k \cup \{\infty\}$ est le corps k « projectivisé », est dit *ultra-ouvert* en un $a \in D$ autre que ∞ si, pour tout $b \in D$, les $x \notin D$, dont la distance $d(a, x)$ au point a est $\leqq d(a, b)$, sont tous répartis sur un nombre fini de circonférences de centre a, et que D est dit un ensemble (ou domaine) *quasi connexe* de k' s'il est ultra-ouvert en tout son point $a \neq \infty$ et contient au moins deux éléments distincts. Il a été démontré [1] que la quasi-connexité est préservée par toute homographie $x = (ay + b) : (cy + d)$ et que l'intersection non vide d'un nombre fini de domaines quasi connexes, ainsi que la réunion d'une famille enchaînée quelconque de tels domaines, en est encore un. Une fonction $f(x)$ à valeurs dans k, définie sur un domaine quasi connexe D de k', est dite un *élément analytique* (de k) *de support* D s'il existe une suite de fractions rationnelles $f_n(x) \in k(x)$ sans pôles dans D [dite une *suite approximante* de $f(x)$ sur D], qui converge uniformément sur D vers $f(x)$. J'ai prouvé [1] le théorème suivant d'unicité : *si deux éléments analytiques* $f(x)$, $g(x)$ *à supports non disjoints* F, G *coïncident sur un ensemble* $\Delta \subseteq F \cap G$ *ayant un point limite dans* $E \cap G$, *ils coïncident sur* $F \cap G$. Le prolongement des éléments analytiques que ce théorème rend possible conduit aux fonctions de x, qui seront appelées *fonctions analytiques*.

Soit $f(x)$ une fraction rationnelle $\in k(x)$, et soient $Z_f(r)$, $P_f(r)$, $z_f(r)$, $p_f(r)$ les nombres des zéros et des pôles de $f(x)$ dont la valuation est $< r$ respectivement $= r$. S'il n'existe aucun zéro ou pôle de $f(x)$ de valuation r, $f(x)$ a une même valeur $M_f(r)$ partout sur la circonférence $|x| = r$. De cette manière, $M_f(r)$ est définie pour tous les $r \geqq 0$, sauf un nombre fini de valeurs exceptionnelles (dites *critiques*), et elle est, dans chaque partie connexe de son domaine de définition, une exponentielle d'exposant fixe, égal, pour l'intervalle contenant r, à $Z_f(r) - P_f(r)$. Il se trouve que $M_f(r)$ est uniformément continue sur toute partie bornée de son domaine de définition et peut, ainsi, être prolongée à tout le demi-axe réel positif fermé par continuité. Elle devient alors une fonction continue exponentielle par morceaux de $r \geqq 0$, ses points anguleux ayant comme abscisses les valeurs critiques r_c de $f(x)$, l'exposant du

morceau exponentiel changeant de $z_f(r_c) - p_f(r_c)$ quand on passe par r_c. Si $p_f(r) = 0$, $M_f(r)$ est égale au supremum (pris sur l'axe réel) de $|f(x)|$ pour $|x| = r$. Si la distance de $\bar{x}$ à tout pôle ou zéro de $f(x)$ est $\geqq |\bar{x}|$, on a $|f(\bar{x})| = M_f(|\bar{x}|)$.

On appelle *diamètre* (semi-réel) d'un $D \subseteq k'$ le supremum, pris sur l'axe semi-réel [2], de la distance $d(a, b)$ des $a, b \in D$. Soient $f(x)$ un élément analytique de support D, R le diamètre de D, $f_n(x)$ une suite approximante de $f(x)$ sur D, $M_n(r) = M_{f_n(x)}(r)$. Les faits suivants ont été prouvés dans mes Notes citées [1] : la suite des $M_n(r)$ converge uniformément sur l'ensemble des nombres réels de segments $[0, R]$ de l'axe semi-réel; la limite $M_f(r)$ de cette suite est donc une fonction continue sur l'intervalle correspondant de l'axe réel et, en particulier, est bornée sur tout segment $[0, r]$ de cet axe tel que $r \leqq R$; en vertu de la loi d'unicité, on a $M_f(r) > 0$ si $r \neq 0$, et, par suite, si $f(0) \neq 0$, $M_f(r)$ a une borne inférieure > 0 sur tout segment $[0, r]$, $r \leqq R$; pour tout $\varepsilon > 0$, il existe un indice $n(\varepsilon)$ tel que, pour tout $r \leqq R$ réel non négatif, $M_{n(\varepsilon)}(r) > \varepsilon$ et $M_f(r) > \varepsilon$ s'impliquent mutuellement, auquel cas on a $M_n(r) = M_f(r)$ pour tout $n \geqq n(\varepsilon)$.

LEMME 1. — *Soit* D *un domaine quasi-connexe. Alors, on peut le représenter comme la réunion d'une famille enchaînée* Φ_D *de domaines quasi-connexes telle que la valuation* $|f(x)|$ *de tout élément analytique* $f(x)$ *de support* D *soit bornée supérieurement sur tout* $E \in \Phi_D$.

Démonstration. — Soient (a, ρ) le cercle de centre a et de rayon (semi-réel) ρ dans k et $S(a, r)$ la circonférence de centre a et de rayon r dans k. Si a et b sont deux points de D, considérons l'ensemble (fini en vertu de la quasi-connexité de D) des circonférences de centre a et de rayon $r \leqq d(a, b)$ non disjointes avec le complémentaire de D. Soit $D^*_{a,b}$ l'ensemble obtenu en enlevant toutes ces circonférences du cercle $C(a, d(a, b))$, et soit $D_{a,b} = D^*_{a,b} \cup D^*_{b,a}$. Soit Φ_D la famille de tous les $D_{a,b}$ où a et b parcourent indépendamment D. Il est manifeste que Φ_D est enchaînée (car, pour tous $a, a', b, b' \in D$, on a $D_{a,b} \cap D_{a',b} \supset \{b\} \neq \emptyset$ et $D_{a',b} \cap D_{a',b'} \supset \{a'\} \neq \emptyset$) et que sa réunion est D. Il est visible, également, que $D^*_{a,b}$ et $D^*_{b,a}$ sont quasi connexes. Si $S(a, d(a, b))$ ou $S(b, d(a, b))$ est $\subseteq D$, on a respectivement $D_{a,b} = D^*_{a,b}$ et $D_{a,b} = D^*_{b,a}$ et $D_{a,b}$ est quasi connexe. Si $S(a, d(a, b)) \nsubseteq D$ et $S(b, d(a, b)) \nsubseteq D$, $D^*_{b,a}$ s'obtient en enlevant de $C(a, d(a, b)^-)$ un nombre fini de circonférences, et $D^*_{a,b}$ s'obtient d'une manière semblable à partir de $C(b, d(a, b)^-)$. Ainsi $D_{a,b}$ s'obtient en enlevant un nombre fini de circonférences de $C(a, d(a, b)^-) \cup C(b, d(a, b)^-)$, et il suffit de prouver la quasi-connexité de ce dernier ensemble. Or, son diamètre est $d(a, b)$ et la distance de tout son point aux points de son complémentaire est $\geqq d(a, b)$. Ainsi, $D_{a,b}$ est toujours quasi connexe.

Si $f(x)$ est un élément analytique de support D, il suffit de montrer que $|f(x)|$ est bornée supérieurement sur tout $D^*_{a,b}$, pour prouver qu'elle l'est sur tout $D_{a,b}$. Soit $f_n(x)$ une suite approximante de $f(x)$ sur D. Comme

toute $S(a, r)$ non disjointe avec $D^*_{a,b}$ est $\subset D^*_{a,b} \subseteq D$, elle ne contient aucun pôle d'aucune $f_n(x)$, et l'on a, pour tout $\bar{x} \in S(a, r)$, $|f_n(\bar{x})| \leqq M_{f_n(x+a)}(r)$, d'où résulte, pour tout $x \in D^*_{a,b}$,

$$|f(\bar{x})| = |\lim f_n(\bar{x})| = \lim |f_n(\bar{x})| \leqq \lim M_{f_n(x+a)}(|\bar{x}|) = M_{f(x+a)}(|\bar{x}|).$$

Or, puisque $d(a, b) \leqq R$, $M_{f(x+a)}(r)$ est bornée sur le segment $[0, d(a, b)]$ et, par suite, $|f(x)|$ l'est sur $D^*_{a,b}$.

Lemme 2. — *Si $f(x)$ est un élément analytique de support D, et si $\tilde{D}_f$ est l'ensemble des points de D, où $f(x) \neq 0$, $\tilde{D}_f$ peut se représenter comme la réunion d'une famille enchaînée d'ensembles quasi connexes et tels que $f(x)$ ait une borne inférieure positive sur tout ensemble de la famille.*

Démonstration. — Soient $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \ldots, \varepsilon_i, \ldots$ une suite strictement décroissante et tendant vers zéro de nombres réels positifs, et $r_1, r_2, \ldots, r_j, \ldots$ une suite croissante (au sens large) de tels nombres tendant vers R. Si $a \in \tilde{D}_f$, donc $a \in D$ et $f(a) \neq 0$, la fonction $M_{f(x+a)}(r)$ a une borne inférieure > 0 sur tout $[0, r_j]$, et soit $\beta_{a,j} > 0$ son infimum sur ce segment.

Soit $D_{i,j}$ l'ensemble des $a \in \tilde{D}_f$ tels que $\beta_{a,j} > \varepsilon_i$. En particulier, on a, pour tout $a \in D_{i,j}$, $|f(a)| = M_{f(x+a)}(0) > \varepsilon_i$ et $|f(x)|$ a une borne inférieure > 0 sur $D_{i,j}$. Soient $a \in D_{i,j}$ et $b \notin D_{i,j}$ tel que $d(a,b) \leqq r_j$. Si $S(a, d(a, b)) \not\subset D$, elle se trouve parmi un nombre fini de circonférences de centre a non disjointes avec le complémentaire de D. Si $S(a, d(a, b)) \subset D$, on a $b \in D$, et il existe un $r \leqq r_j$ tel que $M_{f(x+b)}(r) \leqq \varepsilon_i$. Il est impossible que $r \geqq d(a, b)$, car, pour $r > d(a, b)$, on a $S(b, r) = S(a, r)$, d'où, si $f_n(x)$ est une suite approximante de $f(x)$ sur D, il résulte, pour tout n, $M_{f_n(x+b)}(r) = M_{f_n(x+a)}(r)$ et, passant à la limite, $M_{f(x+b)}(r) = M_{f(x+a)}(r) > \varepsilon_i$. Cette inégalité a, ainsi, lieu, sur un sous-ensemble dense du segment $[d(a, b), r]$, donc sur tout ce segment. Ainsi on a $S(b, r) \subset S(a, d(a, b))$. $M_{f(x+a)}(d(a, b)) > \varepsilon_i$ entraîne, pour tout $n \geqq n(\varepsilon_i)$, $M_{f_n(x+a)}(d(a, b)) > \varepsilon_i$, et $M_{f(x+b)}(r) \leqq \varepsilon_i$ entraîne $M_{f_n(x+b)}(r) \leqq \varepsilon_i$. On a, pour tout

$$x \in S(b, r), \ |f_{n(\varepsilon)}(\bar{x})| \leqq M_{f_{n(\varepsilon)}(x+b)}(r) \leqq \varepsilon_i < M_{f_{n(\varepsilon)}(x+a)}(|\bar{x} - a|),$$

et, comme $S(a, d(a, b))$ ne contient aucun pôle de $f_{n(\varepsilon)}(x)$, elle doit en contenir des zéros. Ainsi, le nombre de ces zéros étant fini, $d(a, b)$ ne peut prendre qu'un nombre fini de valeurs, et $D_{i,j}$ est quasi connexe. Tout $a \in \tilde{D}_f$ appartient à tout $D_{i,j}$ tel que $\beta_{a,j} > \varepsilon_i$, ce qui montre que $D_f = \cup \tilde{D}_{i,j}$, et $a, b \in \tilde{D}_f$ appartiennent, en même temps, à tout $D_{i,j}$ tel que $\mathrm{Min}(\beta_{a,j}, \beta_{b,j}) > \varepsilon_i$, ce qui prouve que la famille des $D_{i,j}$ est enchaînée.

Les lemmes qu'on vient de démontrer permettent de démontrer que l'analyticité est prouvée par les opérations rationnelles.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2385; 235, 1955, p. 468 et 745.

(2) *Comptes rendus*, 219, 1944, p. 345.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les fonctions arithmétiques fortement additives.* Note de M. **Hubert Delange**, présentée par M. Paul Montel.

Compléments à des résultats établis antérieurement par Erdös et Kać, Halberstam et l'auteur, sur les fonctions arithmétiques fortement additives.

Les fonctions arithmétiques que nous considérons ici sont supposées à valeurs réelles. La fonction $f(n)$ est dite *fortement additive* si

1° On a $f(n_1 n_2)=f(n_1)+f(n_2)$ toutes les fois que $(n_1, n_2)=1$;

2° On a, quels que soient p premier et k entier >1, $f(p^k)=f(p)$.

Nous poserons

$$A(f, x)=\sum_{p\leq x}\frac{f(p)}{p} \qquad \text{et} \qquad B(f, x)=\left\{\sum_{p\leq x}\frac{f(p)^2}{p}\right\}^{\frac{1}{2}} \quad (^1)$$

et nous désignerons par n_0 le plus petit entier n tel que $B(f, n)>0$.

Erdös et Kać ont établi le théorème suivant [2] :

Soit f une fonction arithmétique fortement additive telle que

$$(1) \qquad \lim_{x\to+\infty} B(f, x)=+\infty \quad \textit{et} \quad f(p)=O[1] \quad \textit{quand } p \textit{ tend vers } +\infty.$$

Soit $N(f, x, t)$ le nombre des entiers positifs $n\leq x$ tels que

$$(2) \qquad f(n)\leq A(f, x)+tB(f, x).$$

Alors on a, pour tout t réel,

$$\lim_{x\to+\infty}\frac{1}{x}N(f, x, t)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{t}e^{-\frac{u^2}{2}}du=G(t).$$

On voit aisément que le résultat subsiste si l'on remplace (2) par

$$(2') \qquad f(n)\leq A(f, n)+tB(f, n).$$

Le théorème d'Erdös et Kać est une conséquence immédiate du suivant :

f étant une fonction arithmétique fortement additive satisfaisant à l'hypothèse (1), *pour tout entier $q\geq 0$, on a, quand x tend vers $+\infty$,*

$$(3) \qquad \sum_{n\leq x}[f(n)-A(f, x)]^q=\mu_q x B(f, x)^q+o[xB(f, x)^q],$$

où

$$\mu_q=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}u^q e^{-\frac{u^2}{2}}du.$$

Ce théorème, établi pour la première fois par l'auteur [3] dans le cas particulier où $f(n)$ est le nombre des diviseurs premiers de n, a été démontré dans

le cas général par Halberstam [4]. L'auteur a ensuite donné pour le cas général une démonstration plus simple que celle d'Halberstam et montré en même temps que le résultat subsiste si l'on remplace l'hypothèse (1) par la suivante, évidemment plus générale et que nous désignerons dans la suite par hypothèse (H) [5] :

$$\lim_{x \to +\infty} B(f, x) = +\infty \quad \text{et} \quad f(p) = o[B(f, p)] \quad \text{quand } p \text{ tend vers } +\infty.$$

Il a montré également qu'avec cette hypothèse on a, pour tout q entier ≥ 0,

$$(4) \qquad \lim_{x \to +\infty} \frac{1}{x} \sum_{n_0 \leq n \leq x} \frac{[f(n) - A(f, n)]^q}{B(f, n)^q} = \mu_q.$$

Soit maintenant E un ensemble d'entiers positifs possédant une densité positive D(E).

THÉORÈME. — *f étant une fonction arithmétique fortement additive satisfaisant à l'hypothèse* (H), *pour tout q entier ≥ 0, on a, quand x tend vers $+\infty$,*

$$(3') \qquad \sum_{\substack{n \leq x \\ n \in E}} [f(n) - A(f, x)]^q = D(E)\mu_q x B(f, x)^q + o[xB(f, x)^q]$$

et

$$(4') \qquad \lim_{x \to +\infty} \frac{1}{x} \sum_{\substack{n_0 \leq n \leq x \\ n \in E}} \frac{[f(n) - A(f, n)]^q}{B(f, n)^q} = D(E)\mu_q,$$

lorsque E *est l'un des ensembles suivants :*

E_1 : *ensemble des entiers positifs satisfaisant à $n \equiv l \pmod{k}$;*

E_2 : *ensemble des entiers positifs qui ne sont divisibles par aucun des entiers d'un ensemble donné* A *et satisfont à $n \equiv l \pmod{k}$, les entiers de* A *étant premiers entre eux deux à deux, la série $\sum_{a \in A} 1/a^\sigma$ étant convergente pour un σ réel < 1, et (k, l) n'étant divisible par aucun nombre de* A;

E_3 : *ensemble des entiers positifs satisfaisant à*

$$n \equiv l \pmod{k} \quad \text{et} \quad \omega(n) \equiv r \pmod{q},$$

où $\omega(n)$ est le nombre des diviseurs premiers de n;

E_4 : *ensemble des entiers positifs satisfaisant à*

$$n \equiv l \pmod{k} \quad \text{et} \quad \Omega(n) \equiv r \pmod{q},$$

où $\Omega(n)$ est le nombre total des facteurs dans la décomposition de n en facteurs premiers;

E_5 : *ensemble des entiers positifs «quadratfrei» et satisfaisant à*

$$n \equiv l \pmod{k} \quad \text{et} \quad \omega(n) \equiv r \pmod{q} \quad [\text{avec } (k, l) \text{ « quadratfrei »}].$$

Pour E_1 et E_2 les démonstrations sont élémentaires. Pour E_3, E_4 et E_5 on doit utiliser, relativement à la distribution des nombres de ces ensembles qui sont divisibles par des nombres premiers donnés, des résultats dont la démonstration fait appel aux propriétés de la fonction $\zeta(s)$ de Riemann et des fonctions L de Dirichlet dans la bande critique.

Comme conséquences, *lorsque* E *est l'un des ensembles indiqués, on a, pour tout* t *réel,*

$$\lim_{x \to +\infty} \frac{1}{x} N_E(f, x, t) = D(E)\,G(t),$$

où $N_E(f, x, t)$ *est le nombre des entiers positifs* $n \leq x$, *satisfaisant à* (2) *et appartenant à* E, *et l'ensemble des nombres de* E *qui satisfont à* (2′) *possède une densité égale à* $D(E)\,G(t)$.

On a évidemment $D(E_1) = 1/k$ et il est connu (⁶) que

$$D(E_3) = D(E_4) = \frac{1}{kq} \qquad \text{et} \qquad D(E_5) = \frac{6}{\pi^2}\,\frac{1}{k} \prod_{p \mid k} \frac{1}{1 + \frac{1}{p}} \prod_{p \mid k'} \frac{1}{1 - \frac{1}{p}}, \qquad \text{où } k' = \frac{k}{(k, l)}.$$

D'autre part, on a

$$D(E_2) = \frac{1}{k} \prod_{\substack{a \in A \\ (a,k) \mid \delta}} \left[1 - \frac{(a, \delta)}{a} \right], \qquad \text{où} \quad \delta = (k, l).$$

(¹) Tout le long de cette Note nous utilisons la lettre p comme symbole générique d'un nombre premier.

(²) *Amer. J. of Math.*, **62**. 1940, p. 738-742.

(³) *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 542.

(⁴) *J. London Math. Soc.*, 30, 1955, p. 43-53.

(⁵) *Bull. Acad. Roy. Belgique* (Classe des Sciences), 1956, p. 130-144.

(⁶) H. DELANGE, *Ann. scient. Ec. Norm. Sup.*, (3), **73**, 1956, p. 15-74, *voir* p. 43, 44, 55 et 56.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Noyaux de Green-de Rham sur les surfaces de Riemann.* Note de MM. **WERNER SÖRENSEN** et **ROGER BADER**, présentée par M. Paul Montel.

Expression explicite, à partir des différentielles abéliennes, des noyaux de Green-de Rham pour une surface de Riemann compacte et pour un domaine relativement compact, à frontière régulière, d'une surface non compacte.

1. Sur une surface de Riemann compacte S de genre non nul, une différentielle abélienne de première espèce, dz, définit globalement une métrique, $ds^2 = dz.d\bar{z}$, singulière aux zéros de dz. La surface S diminuée de ces zéros peut donc être considérée comme un espace de Riemann S^* non compact.

Toute forme différentielle sur S^* peut être définie par ses composantes relatives à dz, $\overline{dz}$ ou dx, dy.

Le noyau $f(p, q)$ de F, reproduisant des champs harmoniques de carré sommable ([1]) sur S^*, c'est-à-dire des différentielles harmoniques sur S, s'exprime de façon connue par la somme finie des produits des champs d'une base orthonormée, en p et q.

A partir de l'opérateur Γ de noyau métrique $\gamma(p, q, q_0)$, défini à l'aide de la fonction de Green $\mathfrak{g}(p, q, q_0)$ par

$$\gamma(p, q, q_0) = \mathfrak{g}(p, q, q_0)(1 + dx_p . dx_q + dy_p . dy_q + dx_p \wedge dy_p . dx_q \wedge dy_q),$$

on explicite l'opérateur G, défini par $\Delta G = 1 - F$, $FG = 0$, en posant

$$G = (1 - F)\Gamma(1 - F). \tag{1}$$

D'abord applicable aux différentielles C^∞ à support compact sur S^*, il l'est aussi à tous les courants continus en moyenne à l'infini sur S^*, puis au Δ de toutes les différentielles harmoniques à singularités polaires sur S, considérées comme courants ([2]) sur S, et enfin à tous les courants sur S. Il permet en particulier d'expliciter la solution du problème de Cousin sur S.

2. En vue de résoudre le même problème de Cousin sur une surface de Riemann non compacte et à l'intérieur de la classe de différentielles harmoniques à singularités polaires limites uniformes pour toute exhaustion de leurs composantes strictes ([3]), on est amené à expliciter le noyau n de l'opérateur ([4]) N, analogue à G pour le cas d'un domaine relativement compact D, défini par $\Delta N = 1 - F$, $FN = 0$ (F est maintenant relatif à D) et tel que la composante tangentielle de δn et la composante normale de dn sur la frontière D' de D soient nulles. Il suffit alors de prolonger sur le double de D, $\hat{D}$, les noyaux e et f de Kodaïra définis sur D, le premier par antisymétrie en e_a, le second par symétrie en f_s, et d'appliquer l'opérateur $\hat{\Gamma}$ relatif à D, à la somme $e_a + f_s$. Ainsi on trouve :

$$N = (1 - F)\hat{\Gamma}(\mathcal{E}_a + \mathcal{F}_s). \tag{2}$$

Les noyaux de Kodaïra qui sont à la base des opérateurs $\mathcal{E}_a$ et $\mathcal{F}_s$ de noyaux e_a et f_s, s'obtiennent à partir de $e = d\varepsilon$, $f = \delta\varphi$, ε et φ solutions des problèmes classiques :

$$\Delta\varepsilon = i, \qquad \underset{D'}{\text{comp. tang.}}\ \varepsilon = 0, \qquad \Delta\varphi = i, \qquad \underset{D'}{\text{comp. norm.}}\ \varphi = 0,$$

i noyau de 1. Soit $\alpha(p, q)$ la fonction harmonique en p sur $\hat{D}$ sauf au point q où elle est singulière comme $(1/2\pi)\,\mathcal{R}(1/z)$ et au point symétrique de q où elle a une singularité de signe opposé; soit $\beta(p, q)$ la fonction harmonique en p sur $\hat{D}$ sauf au point q où elle est singulière comme $(1/2\pi)\,\mathcal{Y}(1/z)$ et au point symétrique de q où elle a une singularité de signe opposé. On a :

$$\varepsilon(p, q) = \alpha(p, q)\,dx_q + \beta(p, q)\,dy_q,$$
$$\varphi(p, q) = (\beta(p, q)\,dx_q - \alpha(p, q)\,dy_q)\,dx_p \wedge dy_p.$$

De façon analogue à ce qui est fait pour G, on montre que N est défini pour tous les courants sur D, savoir les fonctionnelles linéaires continues sur l'espace des formes différentielles C^∞ à support compact sur D.

N permet ainsi d'obtenir la différentielle de Schottky-Ahlfors de D qui est associée canoniquement à un système de singularités sur D par la condition d'orthogonalité à toutes les différentielles harmoniques de carré sommable sur D.

On remarquera la grande analogie entre (1) et (2) en se souvenant que $1 - F = \mathcal{E} + \mathcal{F}$, $\mathcal{E}$ et $\mathcal{F}$ étant les opérateurs correspondant à e et à f.

(1) G. DE RHAM, *Variétés différentiables*, Hermann, Paris, 1955.

(2) L. SCHWARTZ, *Colloque de Géométrie différentielle*, Strasbourg, 1953, p. 185-195.

(3) L. MYRBERG, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1194; R. BADER, *Ann. Ec. Norm. Sup.*, (3), **71**, fasc. 3, 1954, p. 243-300.

(4) D. C. SPENCER, *Ann. Math. Studies*, n° **30**, Princeton, 1953, p. 203-227.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Propriétés analytiques de la fonction $\mathcal{F}(z)$ attachée à un réseau cristallin à une dimension.* Note (*) de M. **JEAN PERETTI**, transmise par M. Louis Néel.

On sait (1) que la densité spectrale des vibrations d'un tel réseau est liée simplement (2) à la fonction

$$(1) \qquad \mathcal{F}(z) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \frac{\dfrac{\partial}{\partial z}P(z, \cos\theta)}{P(z, \cos\theta)}\,d\theta, \qquad \operatorname{Im} z > 0.$$

On démontre que $\mathcal{F}(z)$ est prolongeable analytiquement dans tout le plan (z); que le prolongement $\mathcal{F}_0(z)$ est une fonction algébrique de z ayant 2^p déterminations, p étant le nombre des points critiques de P, définis en (3), qui sont les points de ramification d'ordre deux de $\mathcal{F}_0$; que $\mathcal{F}_0(z)$ n'admet d'autres singularités que ces points critiques, qui sont des pôles simples.

1. On suppose que, θ variant entre 0 et 2π, les racines de P varient entre 0 et 1. Soient $Q(z, \zeta)$ et $\mathcal{R}(z, \zeta)$ le polynome et la fraction rationnelle définis par :

$$(2) \qquad Q(z, \zeta) = \zeta^\alpha P\left[z, \frac{1}{2}(\zeta + \zeta^{-1})\right]$$

et

$$(3) \qquad \mathcal{R}(z, \zeta) = \frac{\dfrac{\partial}{\partial z}Q(z, \zeta)}{\dfrac{\partial}{\partial \zeta}Q(z, \zeta)},$$

où α est le degré de P en $\cos\theta$.

L'équation en ζ,

$$Q(z, \zeta) = 0$$

admet 2α racines ζ_k, $(k = 1, 2, \ldots, 2\alpha)$ qui dépendent continûment et

analytiquement de l'argument complexe z, sauf aux points critiques (z, ζ) de Q, définis par

(4) $$Q(z, \zeta) = 0, \qquad \frac{\partial Q}{\partial \zeta}(z, \zeta) = 0.$$

Les 2α racines de Q, inverses deux à deux, constituent en général deux classes : la classe des α racines intérieures au cercle unité (C) du plan (ζ) et la classe des α racines extérieures, associées deux par deux par inversion complexe par rapport à (C). Pour qu'une racine ζ_k soit de module 1, de la forme $e^{i\theta}$, il est nécessaire et suffisant que l'équation

$$P(z, \cos\theta) = 0$$

admette une solution en θ, c'est-à-dire que z soit réel et intérieur au segment $[0, 1]$. Les points critiques (z, ζ) de Q seront dits de première espèce si $|\zeta| = 1$ et de seconde espèce dans le cas contraire. Les relations (4) sont équivalentes à

$$u = \frac{1}{2}(\zeta + \zeta^{-1}), \qquad P(z, u) = 0, \qquad (\zeta - \zeta^{-1})\frac{\partial P}{\partial u} = 0.$$

Les points critiques de première espèce $(z, e^{i\theta})$ satisfont à

(5) $$(e_k) \quad P(z, \cos\theta) = 0, \qquad \frac{\partial P}{\partial \theta}(z, \cos\theta) = 0.$$

Ce sont les points critiques de P définis en ([3]), correspondant à des valeurs réelles $e_k (k = 1, 2 \ldots p \leqq \alpha)$, de z.

2. Soient $\zeta_1, \ldots, \zeta_\alpha$ les racines intérieures de Q pour une certaine valeur initiale de z; et $\zeta_{\alpha+k} = \zeta_k^{-1}$ les racines extérieures associées. La fonction

(6) $$\mathcal{F}_0(z) = \mathcal{R}(z, \zeta_1) + \mathcal{R}(z, \zeta_2) + \ldots \mathcal{R}(z, \zeta_\alpha)$$

est holomorphe en z, sauf, peut-être, aux points critiques. z décrivant, à partir de la valeur initiale, un lacet fermé n'entourant aucun point critique, les ζ_k décrivent des contours fermés et reprennent leur valeur initiale; chaque terme de (6) reprend sa valeur initiale, ainsi que $\mathcal{F}_0(z)$. z décrivant un lacet fermé autour d'un point critique de seconde espèce, un certain nombre de ζ_k permutent, les autres reprenant leur valeur initiale; cette permutation laisse séparément invariantes les deux classes; elle correspond à une permutation des termes de (6) et laisse $\mathcal{F}_0(z)$ invariant. Quand z décrit un lacet autour d'un point critique de première espèce, certaines racines intérieures permutent avec leur associée extérieure et $\mathcal{F}_0(z)$ prend une valeur différente de la valeur initiale. $\mathcal{F}_0(z)$ est donc multiforme et admet les e_k comme seuls points de ramification.

En général, les ζ définis par (4) sont seulement racines doubles de Q (excepté la valeur $\zeta = \pm 1$, $z = 0$); quand z décrit deux fois le même lacet autour d'un point critique, les ζ_k reprennent leur valeur initiale; les points de

ramification $e_k \neq 0$ sont d'ordre deux et $\mathcal{F}_0$ y est uniforme en $(z - e_k)^{1/2}$. D'après (3) les points critiques sont des pôles simples de $\mathcal{R}(z, \zeta)$. Si ζ_i et ζ_j sont les racines qui permutent autour du point critique de seconde espèce (z_0, ζ_0), on a

$$\lim_{z \to z_0} (\zeta_i - \zeta_0) + (\zeta_j - \zeta_0) = 0, \qquad \text{d'où} \qquad \lim_{z \to z_0} \mathcal{R}(z, \zeta_i) + \mathcal{R}(z, \zeta_j) = 0,$$

$\mathcal{F}_0$ est donc holomorphe aux points critiques de deuxième espèce. Les seuls points singuliers de $\mathcal{F}_0$ sont les e_k, qui sont des pôles simples. Il en résulte qu'au voisinage de e_k, $\mathcal{F}_0$ admet le développement de Laurent :

$$\mathcal{F}_0(z) = \frac{M_{-1}}{(z - e_k)^{\frac{1}{2}}} + \sum_{k=0}^{\infty} M_k (z - e_k)^{\frac{k}{2}}.$$

D'après un théorème classique (4), $\mathcal{F}_0$ est une *fonction algébrique* de z, ayant 2^p déterminations, où p est le nombre de points critiques de première espèce e_k.

3. La fonction $\mathcal{F}(z)$ définie par (1) s'écrit

$$(8) \qquad \mathcal{F}(z) = \frac{1}{2i\pi} \oint_c \frac{\frac{\partial}{\partial z} \mathrm{P}\left[z, \frac{1}{2}(\zeta + \zeta^{-1})\right]}{\mathrm{P}\left[z, \frac{1}{2}(\zeta + \zeta^{-1})\right]} d\zeta = \frac{1}{2i\pi} \oint_c \frac{\frac{\partial}{\partial z} \mathrm{Q}(z, \zeta)}{\mathrm{Q}(z, \zeta)} d\zeta \qquad \mathrm{Im}\, z > 0.$$

Si l'on choisit la valeur initiale du paragraphe 2 telle que $\mathrm{Im}\, z > 0$, le théorème des résidus montre que

$$(9) \qquad \mathcal{F}(z) = \mathcal{F}_0(z), \qquad \mathrm{Im}\, z > 0,$$

$\mathcal{F}_0(z)$ assure le prolongement analytique, dans tout le plan, de $\mathcal{F}(z)$ qui possède alors les propriétés analytiques énoncées au paragraphe 2.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) J. Peretti, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 461.

(2) *loc. cit.*, équat. (5).

(3) *loc. cit.*, équat. (6).

(4) H. Milloux et Ch. Pisot, *Principes et Méthodes générales*, 1, fasc. II, 1956, p. 76.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur quelques problèmes de la théorie des liaisons stochastiques.* Note de M. **Paul Lévy**, présentée par M. Maurice Fréchet.

Les nos 2 et 3 contiennent des démonstrations simples de théorèmes connus se rattachant aux idées de Spearman. Le no 1, qui rappelle des énoncés classiques et contient quelques résultats nouveaux, a aussi pour objet de rattacher à des théories connues depuis longtemps le théorème de M. Girault considéré au no 2. Le no 4 précise quelques points de travaux antérieurs de l'auteur.

1. On sait qu'un espace à n ou ω dimensions n'est pas plus puissant que le continu. Par suite n ou ω variables aléatoires X_ν, indépendantes ou non,

peuvent toujours être considérées comme des fonctions certaines d'une variable aléatoire unique U, qu'on peut supposer uniformément répartie dans (0, 1) ([1]). Dans la terminologie de Spearman et G. Darmois, elles peuvent toujours être factorialisées *à l'aide d'un seul facteur général, sans aucun facteur spécifique*, et n'importe quelle variable aléatoire U, dépendant d'une loi continue, peut être utilisée dans ce but.

Problème. — *Une variable* U, *à loi partiellement ou totalement discontinue, peut-elle être utilisée pour la factorialisation de certains systèmes de n variables aléatoires indépendantes* X_ν ?

Si la loi de U est partiellement discontinue, la réponse est toujours affirmative. Mais les lois des X_ν ne sont plus quelconques; il faut notamment qu'elles soient toutes discontinues.

Si la loi de U est totalement discontinue, le problème n'est pas toujours possible. Il faut, pour qu'il le soit, que le nombre N des valeurs possibles de U soit $\geq 2^n \geq 4$. Si $n = 2$ et $N = 4$, il faut et il suffit qu'en rangeant ces valeurs dans un ordre convenable leurs probabilités α_h vérifient la relation $\alpha_1\alpha_4 = \alpha_2\alpha_3$; si $N = 5$, que cette condition puisse être réalisée par le groupement de deux des valeurs. Quand N croît, le problème se complique, mais est résoluble par un nombre fini d'opérations tant que N est fini.

Exemples divers. — 1° Uniformément réparti dans (0, 1). Ses décimales sont indépendantes, et, par des groupements de ces décimales, on peut obtenir n ou ω variables X_ν, uniformément réparties dans (0, 1) et indépendantes;

2° Les X_ν entiers, avec des lois quelconques. Si U est une somme finie $\Sigma a_\nu X_\nu$, les a_ν étant arithmétiquement indépendants, les X_ν sont des fonctions certaines de U_ν.

2. Le problème de la factorialisation d'un système de variables X_ν par les formules $X_\nu = f_\nu(U, U_\nu)$, où U et les U_ν sont indépendants, est *a fortiori* toujours possible. Mais il pourrait cesser de l'être si l'on se restreint aux fonctions f_ν continues. L'intérêt d'une Note de M. Girault ([2]) est que, dans l'exemple qu'il donne, $f_1(u, u_1)$ et $f_2(u, u_2)$ sont continus.

Voici un exemple plus simple : $U, U_1, \ldots, U_n = \pm 1$, et, sauf peut-être pour U et un des U_ν, les deux valeurs possibles sont également probables. Alors tous les $X_\nu = UU_\nu$ sont indépendants. Plus généralement, supposons U_1 uniformément réparti, soit entre les p racines $p^{\text{ièmes}}$ de l'unité, soit sur la circonférence $|u| = 1$. Si U n'a pas d'autres valeurs possibles que celles de U_1, $X = UU_1$ est indépendant de U, donc aussi de $Y = g(U, U_2)$, quelles que soient la loi de U_2 et la fonction g.

3. On sait que ([3]) : *si deux variables aléatoires* X *et* Y, *sans être ni indépendantes ni liées par une relation presque sûre, sont liées par deux relations de la forme*

$$Y = aX + U, \qquad X = bY + V, \tag{1}$$

où U *et* V *sont respectivement indépendants de* X *et* Y, *elles forment un système laplacien.*

Voici une démonstration simple : il résulte des hypothèses que $0 < |ab| < 1$ (car les fonctions de dispersion de Y et X sont au moins égales et non identiques à celles de aX et bY), et que les fonctions caractéristiques de X, Y, U, V et celles du système X, Y vérifient les équations

$$(2) \qquad \varphi(u, v) = \varphi_1(u + av)\,\varphi_3(v) = \varphi_2(v + bu)\,\varphi_4(u).$$

Soit E le plus grand ouvert du plan des uv qui soit d'un seul tenant, contienne l'origine, et où $\varphi(u, v)$ ne s'annule pas. On peut le définir par l'un ou l'autre des systèmes

$$(3) \qquad |u| < u_0, \quad |v + bu| < v_1 \quad \text{ou} \quad |v| < v_0, \quad |u + av| < u_1,$$

où u_0, u_1, v_0, v_1, sont finis ou infinis. Or, s'il avait une frontière F à distance finie, chaque segment de droite de F serait parallèle à la fois à $u = 0$ ou $v + bu = 0$, et à $v = 0$ ou $u + av = 0$, ce qui est impossible. Donc E recouvre tout le plan ([4]).

On peut donc introduire les fonctions $\psi = \log\varphi$, $\psi_h = \log\varphi_h$, et écrire

$$(4) \qquad \psi(u, v) = \psi_1(u + av) + \psi_3(v) = \psi_2(v + bu) + \psi_4(u),$$

et par suite, la théorie des distributions permettant dans tous les cas d'introduire les distributions dérivées de ces fonctions continues,

$$(5) \qquad \frac{\partial^2\psi(u, v)}{\partial u\,\partial v} = a\psi''_1(u + av) = b\psi''_2(v + bu).$$

Comme $ab \neq 0$ et que $u + av$ et $v + bu$ sont indépendants, ψ''_1 et ψ''_2 sont constants. Donc ψ_1 et ψ_2 sont des polynomes du second degré, ainsi que $\psi_3(v) = \psi_2(v) - \psi_1(av)$, et $\psi(u, v)$, C. Q. F. D.

4. Je voudrais maintenant préciser quelques points de travaux antérieurs :

1° Dans une Note sur une équation intégrale non linéaire ([5]), j'avais indiqué un cas où il n'y avait *pas d'autre solution* que la solution $F(t, u)$ d'abord obtenue. Il faut lire : *pas d'autre solution que* $F(t, u)$ *et* $-F(t, u)$ *qui soit continue et admette par rapport à u une dérivée continue.* Il résulte de mes travaux plus récents ([6]) qu'il y a toujours une extraordinaire variété de solutions discontinues.

2° Dans ma communication au Symposium de Berkeley (1955), j'avais écrit au n° 4.7 que l'existence d'une relation $\Sigma a_\nu y_\nu = 0$, à coefficients constants non tous nuls, entre $n + 1$ fonctions $y_\nu(x)$, dérivables ou non, était toujours, grâce à la théorie des distributions, liée à l'existence d'une équation différentielle

$$\mathcal{E}[y] \equiv A_0(x)\frac{d^n y}{dx^n} + A_1(x)\frac{d^{n-1} y}{dx^{n-1}} + \ldots + A_n(x)y = 0$$

vérifiée par ces $n + 1$ fonctions. Cela semble inexact. Mais le théorème 4.7

subsiste en remplaçant $\mathcal{E}[y]$ par

$$\mathcal{E}\left[\int_0^x \frac{(x-u)^{n-1}}{(n-1)!} y(u)\,du\right] = A_0(x)\,y(x) + \int_a^x \sum_1^n A_\nu(x)\,\frac{(x-u)^{\nu-1}}{(\nu-1)!} y(u)\,du.$$

Au n° 4.8, la définition des fonctions markoviennes d'ordre $p+1$ suppose des conditions de continuité qui n'ont pas été précisées. Mais dans le cas laplacien, où il ne s'agit que de liaisons stochastiques linéaires, et qui est seul considéré dans ce travail, la difficulté disparaît et le théorème 4.8 est bien exact.

(1) *Cf.* P. Lévy, *Théorie de l'addition des variables aléatoires*, n° 39.

(2) *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 499.

(3) *Voir* G. Darmois, *Revue de l'Institut international de Statistique*, 1953, fasc. 1-2, p. 2-8.

(4) On peut aussi le montrer en observant que la somme qui va être obtenue pour $\log\varphi$, en tout cas valable dans E, exclut l'hypothèse que φ s'annule à distance finie sur la frontière de E.

(5) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1252.

(6) *Ann. Ec. Norm. Sup.*, 73, 1956, p. 121-156, et deux autres Mémoires en cours d'impression.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur une formule générale de perte de charge applicable aux conduits cylindriques de forme quelconque.* Note (*) de M. **André Fortier**, présentée par M. Joseph Pérès.

J'ai montré dans une Note précédente que la vitesse de frottement u_* varie peu, en général, le long du périmètre C_0 de la section d'un conduit cylindrique de forme quelconque.

Fixons la position d'un point M de C_0 par son abscisse curviligne s sur C_0, nous pouvons définir une vitesse de frottement moyenne sur C_0 par l'expression

$$\bar{u}_* = \frac{1}{\chi_0}\int_{C_0} u_*\,ds,$$

χ_0 désignant le périmètre de C_0.

La vitesse de frottement u_* en M peut alors se mettre sous la forme $u_* = \bar{u}_*(1+\alpha)$, α est un nombre qui reste petit devant 1 sur la plus grande partie de C_0 et, d'après la définition de $\bar{u}_*$ nous avons $\bar{\alpha} = 0$.

Appelons τ_0 la forme de frottement par unité de surface en M et $dp/dx = -a$ le gradient de pression dans la direction des génératrices du conduit prise comme axe des x et orientée positivement dans le sens de l'écoulement nous avons

$$a S_0 = \int_{C_0} \tau_0\,ds,$$

S_0 désignant l'aire limitée par C_0.

Or $\tau_0 = \rho u_*^2$ (ρ désignant la masse volumique du fluide) et par conséquent

$$a S_0 = \rho \chi_0 \overline{u_*^2},$$

mais

$$\overline{u_*^2} = \overline{u}_*^2 (1 + \overline{\alpha^2})$$

et comme α est petit devant 1 sur la plus grande partie de C_0 :

$$\overline{u_*^2} = \overline{u}_*^2$$

et par suite :

$$a = \rho \frac{\chi_0}{S_0} \overline{u}_*^2,$$

Introduisons un coefficient de perte de charge λ tel que

$$a = \frac{\lambda}{D} \rho \frac{U^2}{2},$$

en posant $D = 4 S_0/\alpha_0$ et $U = q/S_0$, q désignant le débit volumique dans le conduit.

En remplaçant a par sa valeur nous obtenons :

$$\rho \frac{4}{D} \overline{u}_*^2 = \frac{\lambda}{D} \rho \frac{U^2}{2},$$

$$\frac{U}{\overline{u}_*} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}}.$$

Or il est possible de trouver une autre expression de U/u_* en calculant directement le débit q à partir de la répartition des vitesses dans la section S_0.

En s'appuyant sur les résultats rappelés dans une Note précédente on trouve pour une paroi lisse :

$$\frac{q}{S_0} = U = \overline{u}_* \left(5,65 \log_{10} \frac{y_1 u_*}{\nu} + 4,8\right) + A \overline{u}_* - \frac{152 \nu}{D}.$$

y_1 désignant la distance de la courbe C_0 à une isovitesse C_1, distance mesurée le long d'une ligne Γ_1 orthogonale aux isovitesses et qui coupe C_0 en un point où $u_* = \overline{u}_*$. L'isovitesse C_1 limite la région à l'intérieur de laquelle le coefficient de viscosité turbulente est constant, A ne dépend que de la forme de la section et ν désigne le coefficient de viscosité cinématique du fluide.

Divisons par $\overline{u}_*$ nous obtenons une deuxième expression de $U/\overline{u}_*$

$$\frac{U}{\overline{u}_*} = 5,65 \log_{10} \frac{y_1 \overline{u}_*}{\nu} + 4,8 + A - \frac{152 \nu}{D \overline{u}_*}.$$

Appelons y_m la distance, mesurée sur Γ_1, de la paroi au point où la vitesse est maximum sur Γ_1, le rapport y_1/y_m reste sensiblement égal à 0,2 quelle que soit la forme de la section ; nous avons donc

$$\frac{U}{\overline{u}_*} = 5,65 \log_{10} \frac{y_m \overline{u}_*}{\nu} + A' - \frac{152 \nu}{D \overline{u}_*}.$$

Le nombre A′ dépend en toute rigueur de la forme de la section mais en fait il varie peu et reste voisin de 2.

Remplaçons $U/\overline{u}_*$ par $\sqrt{8/\lambda}$ et introduisons le diamètre hydraulique $D = 4S_0/\chi_0$ et le nombre de Reynolds $\mathcal{R} = UD/\nu$ nous obtenons après simplification

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2\log_{10}\mathcal{R}\sqrt{\lambda} - 2\log_{10}\frac{D}{y_m} - 0,2 - \frac{152\,\nu}{\mathcal{R}\sqrt{\lambda}}.$$

Pour les grandes valeurs de $\mathcal{R}$, le terme $152\,\nu/\mathcal{R}\sqrt{\lambda}$ est très petit devant les autres termes de l'expression de $1/\sqrt{\lambda}$ de telle sorte que nous pouvons écrire finalement :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2\log_{10}\mathcal{R}\sqrt{\lambda} - 2\log_{10}\frac{D}{y_m} - 0,2.$$

Le rapport D/y_m est minimum et égal à 2 pour la section circulaire et maximum et égal à 4 pour la section rectangulaire infiniment allongée.

Les courbes représentant les variations de $1/\sqrt{\lambda}$ en fonction de $\log\mathcal{R}$ sont donc des droites parallèles et le coefficient λ conserve le même ordre de grandeur quelle que soit la forme de la section. Par exemple, pour $\mathcal{R} = 100\,000$ l'écart maximum relatif entre les valeurs de λ correspondant à toutes les formes de section ne dépasse pas 18 %.

Pour les parois rugueuses la formule générale de perte de charge obtenue de la même façon est :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2\log_{10}\frac{D}{k} - 2\log_{10}\frac{D}{y_m} + 0,54,$$

k désignant la rugosité uniforme équivalente de la paroi.

(*) Séance du 4 février 1957.

AÉRODYNAMIQUE. — *Sur la compensation des effets de couche limite dans des tuyères semblables à profils de parois en forme de spirale logarithmique.* Note (*) de MM. **Gérard Gontier** et **Maurice Fenain**, transmise par M. Maurice Roy.

A la suite d'expériences dans des tuyères semblables à section rectangulaire, et dont les profils de parois sont formés par différents arcs d'une même spirale logarithmique, il est montré qu'il est possible d'obtenir une bonne compensation des effets de la couche limite, sans déformation, par une légère rotation de la paroi autour du centre de la spirale.

Considérons une famille de tuyères semblables ; en raison de la viscosité les écoulements obtenus ne sont pas rigoureusement semblables. Nous avons cherché dans un cas particulier à compenser l'influence de la couche limite, pour obtenir des écoulements semblables avec une bonne approximation, en

modifiant légèrement les parois. L'étude a été faite dans le cas où les tuyères sont à section rectangulaire et où la modification de paroi est un déplacement sans déformation.

Soit Ox l'axe d'une tuyère de la famille considérée : l'origine O est le point où la vitesse est égale à la célérité critique du son. Soit $h(x)$ l'ordonnée du profil de l'une des parois et x_0 l'abscisse du col de la tuyère. Nous admettons que l'écoulement dans le domaine irrotationnel de la tuyère est celui d'un fluide non visqueux dans une tuyère fictive de profil voisin du profil réel, soit

$$h'(x) = h(x) - f(x). \tag{1}$$

En première approximation nous admettrons que $f(x)$ est l'épaisseur de déplacement δ^* et que δ^* varie linéairement en fonction de x :

$$h'(x) = h(x) - \delta^* = h(x) - \delta_0^* - A(x - x_0). \tag{2}$$

On trouve alors que le col de la tuyère fictive est situé un peu en aval du col de la tuyère réelle, sensiblement à l'abscisse

$$x'_0 = x_0 + AR_0, \tag{3}$$

R_0 étant le rayon de courbure de la paroi réelle en $x = x_0$. Les demi-hauteurs h_0 et h'_0 des cols de la tuyère réelle et de la tuyère fictive (2) présentent une différence

$$h_0 - h'_0 = \delta_0^* + A(x'_0 - x_0) = \delta_0^* + A^2R_0. \tag{4}$$

D'autre part, A étant un nombre petit à l'égard de l'unité, les rayons de courbure R et R' de la paroi réelle et de la paroi fictive sont sensiblement égaux pour une même abscisse x au voisinage du col; soit R'_0 le rayon de courbure de la paroi au col de la tuyère fictive (2); on a

$$\frac{R'_0 - R_0}{R_0} = A\frac{dR}{dx}(x_0). \tag{5}$$

Soit $V(x, y)$ la vitesse réduite, rapport de la vitesse locale à la célérité critique du son; désignons par $1/k$ la valeur de $\partial V/\partial x$ au point O. Pour un fluide non visqueux en écoulement irrotationnel, le développement du potentiel des vitesses (1) au voisinage de O permet d'établir la relation

$$\frac{k^2}{h_0^2} = (\gamma + 1)\frac{R_0}{h_0}. \tag{6}$$

Du fait de la viscosité, on observe, d'une tuyère à une autre tuyère semblable, un écart relatif ε entre les valeurs de k/h_0. Nous cherchons à compenser cet écart en modifiant, par un petit déplacement de la paroi, le rapport R_0/h_0 de l'une des tuyères. La variation de R_0/h_0 à réaliser sera calculée d'après (6), comme si le fluide n'était pas visqueux.

M. Fenain a proposé de réaliser une soufflerie supersonique à nombre de

Mach réglable en prenant comme profil de tuyère une spirale logarithmique

(7) $$r = C e^{a\omega}.$$

Il utilise la propriété de la spirale d'engendrer une famille de profils homothétiques par roulement sans glissement de la spirale sur une droite.

Dans une soufflerie sonique ([2]), nous avons fait des essais avec le profil (7), dans deux demi-tuyères de rapport de similitude 2/3, et pour les deux sens du vent. Les constantes de la spirale étaient

(8) $$C = 100 \text{ mm}, \qquad a = 1, \qquad \frac{R_0}{h_0} = 4,5.$$

Nous représentons les champs de vitesse V à l'aide des coordonnées réduites x/h_0 et y/h_0 (*fig.* 1). Les écarts que nous observons entre lignes isovitesses correspondantes changent de signe dans le domaine subsonique quand on change le sens du vent; dans le domaine supersonique, ces écarts conservent le même signe. Dans le domaine subsonique, ε prend, pour les deux sens du vent, des valeurs sensiblement opposées, de module 0,04.

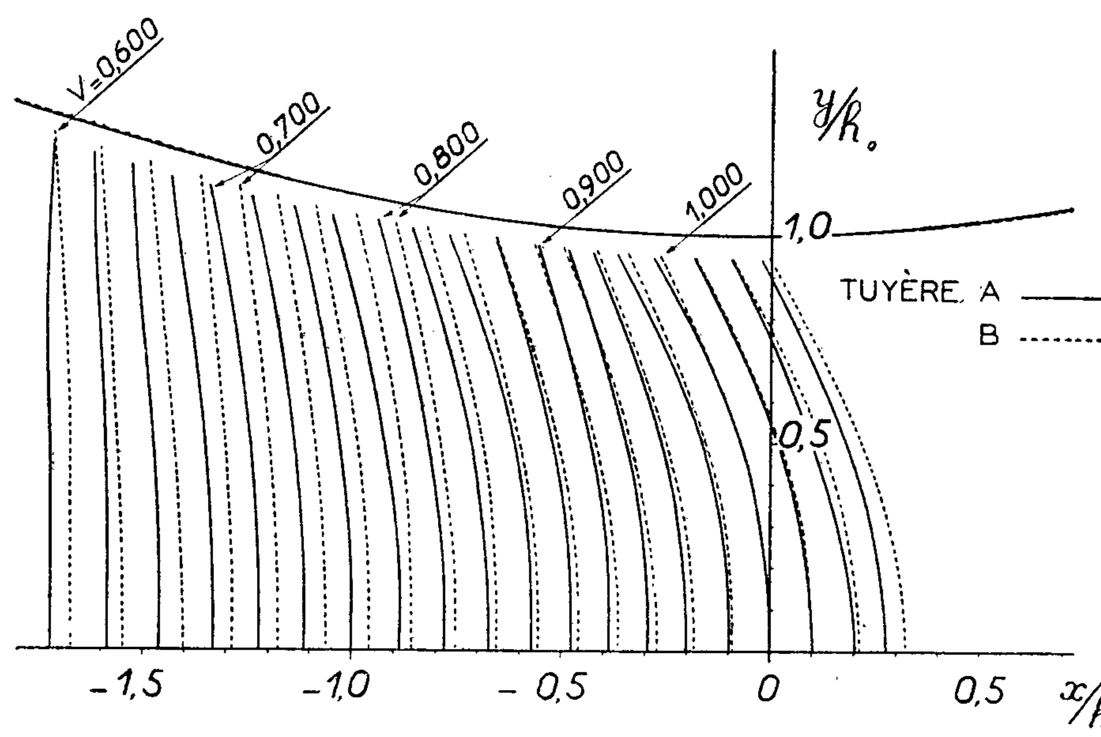


Fig. 1. — Lignes isovitesses dans la tuyère spiraliforme A ($h_0 = 135$ mm) et dans la tuyère B semblable à A dans le rapport 2/3.

Ce résultat montre que l'influence de R est prépondérante : la compensation ne peut donc être obtenue par une translation, qui modifierait h_0 sans modifier R_0. Nous avons essayé une rotation, spécialement la rotation autour du centre de la spirale : un tel déplacement fait varier R_0 et h_0 en sens inverses. Continuant à utiliser la relation (6) pour déterminer la variation de R_0/h_0, on obtient l'angle de rotation θ qui doit compenser l'écart ε; avec la spirale (7), on a

(9) $$\theta = \frac{-2\varepsilon}{\left(1 + \frac{R_0}{h_0}\frac{1}{1+a^2}\right)a},$$

θ est compté positivement dans le sens de rotation qui correspond à R croissant le long de la spirale. Pour les valeurs de ε obtenues ici, la rotation à donner à la tuyère la plus petite correspond à un déplacement du col vers l'amont. Avec les valeurs numériques (8), on a $\theta = 1^\circ 25'$. L'expérience confirme ce résultat d'une manière satisfaisante.

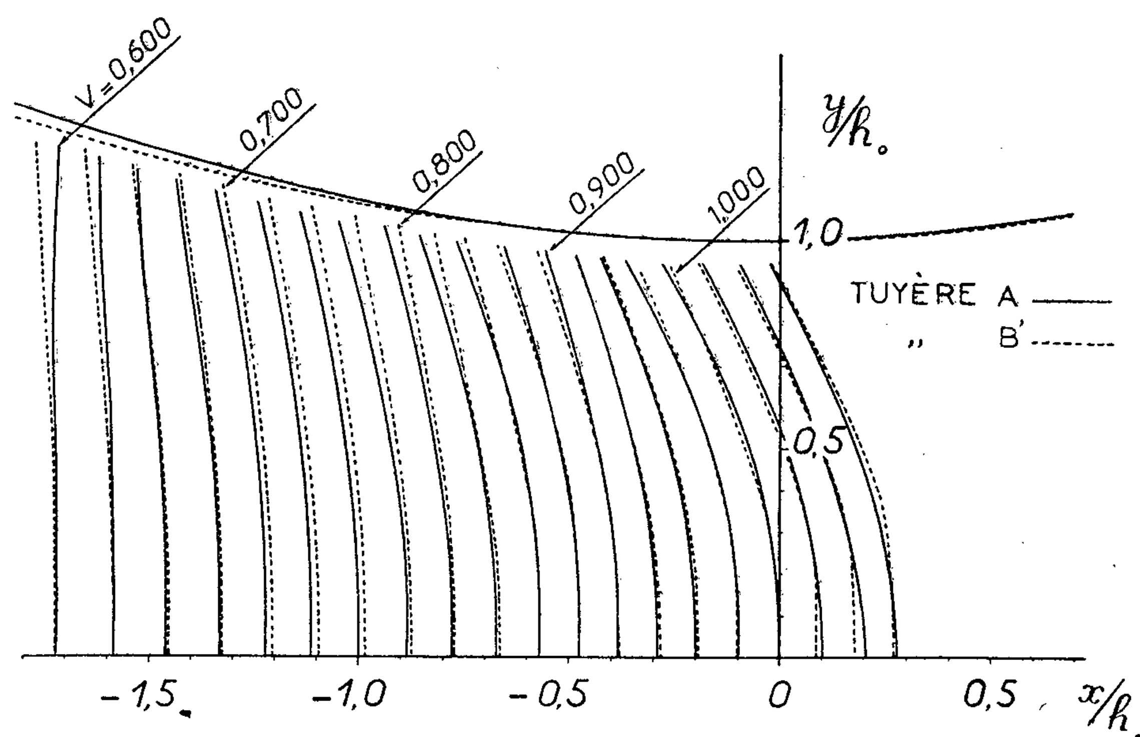


Fig. 2. — Lignes isovitesses dans la tuyère A et dans la tuyère B' obtenue à partir de B par une rotation $\theta = 1^\circ 28'$ autour du centre de la spirale.

Avec le sens du vent qui correspond à R décroissant vers l'aval, nous avons recherché expérimentalement quelle rotation il faut adopter pour obtenir la compensation optimum. Nous avons trouvé la valeur $\theta = 1^\circ 28'$, voisine de la valeur calculée : dans l'intervalle $0,60 < V < 1,07$, on obtient alors des champs de vitesse (*fig.* 2) qui, dans presque toute leur étendue, sont confondus à la précision de 0,005 sur V.

(*) Séance du 18 février 1957.

(1) TH. MEYER, *Dissertation*, Göttingen, 1908, p. 36-41.

(2) G. GONTIER, *La Recherche Aéronautique*, 10, 1949, p. 3-9.

MÉCANIQUE APPLIQUÉE. — *Étude dans le cas le plus général de la température de surface dans les problèmes de frottement appliqués au freinage*. Note (*) de MM. **JEAN ODIER** et **PIERRE LEUTARD**, présentée par M. Joseph Pérès.

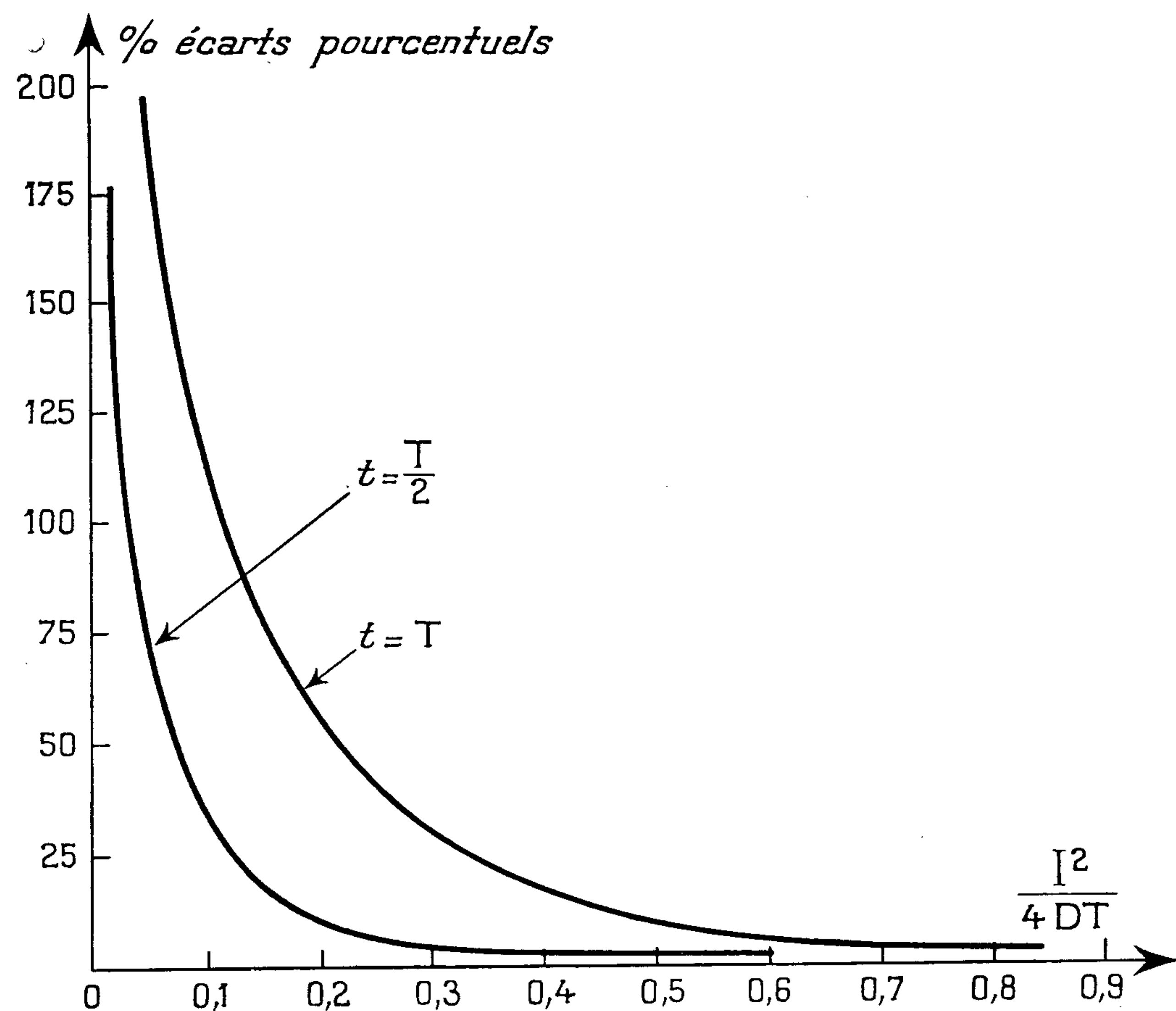
Étude de la relation existant dans les problèmes de frottement appliqués au freinage entre les températures de surface en milieu thermique limité et en milieu thermique illimité.

Application au calcul simple et rapide des températures atteintes dans tous les cas pratiques et au calcul *a priori* de l'épaisseur à rechercher pour les matériaux frottants.

Les formules très simples et suggestives donnant l'accroissement moyen de température de surface dans une opération de freinage en milieu thermique

illimité [1], se compliquent inévitablement quand le milieu thermique devient limité [2] et bien qu'elles puissent alors être utilisées avec rapidité par un spécialiste et simplifiées en pratique en se contentant d'une approximation suffisante dans l'application, il y a intérêt à éviter leur emploi direct et à chercher à les relier aux formules simples du milieu thermique illimité.

En raison de l'importance, révélée par l'étude préalable, du facteur $l^2/4\,DT$, où l est l'épaisseur du milieu recevant le flux $q = q_0 - at$ au temps t, T la durée de freinage ($T = q_0/a$), et $D = \gamma/\varpi c$ la diffusivité du matériau (de conductibilité calorifique γ, poids spécifique ϖ, chaleur spécifique c), nous avons été amenés à chercher par le calcul, à l'aide des formules établies, l'écart pourcentuel existant dans les températures de surface entre un milieu thermique illimité (l infini) et le même milieu limité et d'épaisseur l, toutes choses égales d'ailleurs (même loi de flux).



En effectuant l'étude avec des groupes de valeurs (γ, ϖ, c) très différents et très variés, correspondant aux divers cas pratiques (fonte et acier de diverses nuances — cuivre, aluminium, etc.), nous en avons dégagé le résultat très intéressant — justiciable d'une démonstration théorique — que cet écart pourcentuel ne dépend que de la quantité $l^2/4\,DT$ aux temps $t = T/2$ (milieu du freinage) et $t = T$ (fin du freinage).

La courbe ci-dessus établit la correspondance.

Applications. — 1° Pour connaître l'accroissement de température moyenne de surface aux temps T/2 et T d'un matériau (γ, ϖ, c) d'épaisseur l limitée, recevant un flux $q = q_0 - at$ (avec $T = q_0/a$).

a. On calcule celle-ci par la formule simple du milieu illimité, appliquée au temps T/2 et T (cette dernière étant $\sqrt{2}$ fois moindre que celle au temps T/2)

$$\Delta\theta = \frac{4}{3\sqrt{\pi}\sqrt{\gamma\varpi c}} q_0 \sqrt{\frac{q_0}{2a}}, \quad \text{au temps } \frac{T}{2}.$$

b. On majore chacune des températures obtenues, pour le $l^2/4DT$ caractéristique, du nombre pourcentuel tiré de la courbe de correspondance.

2° Application, inversement, à la recherche de l'épaisseur l à prendre pour ne pas dépasser, avec un matériau donné soumis à une loi de flux (q_0, T) une valeur de température moyenne de surface incompatible avec ses propriétés de frottement et d'usure.

3° La courbe de correspondance montre que pour la température de surface en freinage l'influence de la limitation du milieu est faible dès que $l^2/4DT$ atteint 0,2 ou 0,3 en raison du faible écart pourcentuel au temps T/2 (le plus important en freinage puisque à ce moment les trois quarts de l'énergie ont été dissipés par une loi de flux linéairement décroissante).

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) J. Odier, *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 1288.

(2) J. Odier et P. Leutard, *Comptes rendus*, **244**, 1958, p. 1141.

MÉCANIQUE DES SOLS. — *Sur la vibration forcée des sols dont les caractéristiques varient de façon continue avec la profondeur*. Note (*) de M. **Marcel Davin**, transmise par M. René Thiry.

Dans deux précédentes Notes (1) nous avons exposé comment on peut traiter par décomposition en ondes sinusoïdales planes le problème de la vibration forcée d'un sol stratifié. Nous étendons cette étude au cas d'un sol dont les caractéristiques mécaniques sont des fonctions continues de la profondeur.

Considérons un milieu isotrope mais dont les caractéristiques mécaniques : μ, masse spécifique; E, module d'Young; σ, coefficient de Poisson (ou μ, et c_1, c_2 célérités des deux types d'ondes) sont des fonctions de la profondeur z seule.

Soumis sur la surface à des contraintes sinusoïdales, ce milieu est parcouru par des ondes de dilatation, remontantes et descendantes, et de distorsion, remontantes et descendantes. L'étude de ces ondes peut être abordée par une généralisation de la méthode que nous avons exposée au sujet du *premier problème* de Burmister (1).

Considérons de part et d'autre d'un plan horizontal de cote z (mais que nous prenons provisoirement pour plan origine des z) deux milieux très peu différents. Les nombres complexes qui caractérisent l'amplitude et la phase des quatre ondes correspondant à une même valeur de c sont : Immédiatement au-dessus du plan de séparation :

$\overline{A}$ pour l'onde descendante de dilatation;
$\overline{A}'$ » remontante »
$\overline{C}$ » descendante de distorsion;
$\overline{C}'$ » remontante »

Au-dessous de ce plan, les nombres correspondants sont très peu différents, nous les désignons par $\overline{A}+d_1\overline{A}$, $\overline{A}'+d_1\overline{A}'$, $\overline{C}+d_1\overline{C}$, $\overline{C}'+d_1\overline{C}'$.

Les deux équations de continuité des déformations et les deux équations de continuité des efforts s'écrivent, compte tenu de

$$\frac{d\sqrt{_1}}{dc_1}=-\frac{c^2}{c_1^3\sqrt{_1}} \quad \text{et} \quad \frac{d\sqrt{_2}}{dc_2}=-\frac{c^2}{c_2^3\sqrt{_2}} \quad (\textit{voir notations dans nos Notes précitées})$$

$$d_1(\overline{A}+\overline{A}')+d_1(\overline{C}+\overline{C}')=0,$$

$$\sqrt{_1}\,d_1(\overline{A}-\overline{A}')-\frac{1}{\sqrt{_2}}d_1(\overline{C}-\overline{C}')=(\overline{A}-\overline{A}')\frac{c^2\,dc_1}{c_1^3\sqrt{_1}}+(\overline{C}-\overline{C}')\frac{c^2\,dc_2}{c_2^3(\sqrt{_2})^3},$$

$$\left(\frac{c^2}{c_2^2}-2\right)d_1(\overline{A}+\overline{A}')-2\,d_1(\overline{C}+\overline{C}')$$
$$=2(\overline{A}+\overline{A}')\frac{c^2}{c_2^3}dc_2-\left[\left(\frac{c^2}{c_2^2}-2\right)(\overline{A}+\overline{A}')-2(\overline{C}+\overline{C}')\right]\frac{dG}{G},$$

$$2\sqrt{_1}\,d_1(\overline{A}-\overline{A}')+\frac{\left(\frac{c^2}{c_2^2}-2\right)}{\sqrt{_2}}d_1(\overline{C}-\overline{C}')=2(\overline{A}-\overline{A}')\frac{c^2}{c_1^3\sqrt{_1}}dc_1+(\overline{C}-\overline{C}')\frac{c^4}{c_2^5(\sqrt{_2})^3}dc_2$$
$$-\left[(\overline{A}-\overline{A}')\,2\sqrt{_1}+(\overline{C}-\overline{C}')\frac{\left(\frac{c^2}{c_2^2}-2\right)}{\sqrt{_2}}\right]\frac{dG}{G}.$$

Par rapport à $d_1(\overline{A}+\overline{A}')$, $d_1(\overline{C}+\overline{C}')$, $d_1(\overline{A}-\overline{A}')$, $d_1(\overline{C}-\overline{C}')$ ces quatre équations constituent un système linéaire dont le déterminant :

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sqrt{_1} & 0 & -\frac{1}{\sqrt{_2}} \\ \frac{c^2}{c_2^2}-2 & 0 & -2 & 0 \\ 0 & 2\sqrt{_1} & 0 & \frac{\frac{c^2}{c_2^2}-2}{\sqrt{_2}} \end{vmatrix}=-\frac{\sqrt{_1}}{\sqrt{_2}}\frac{c^4}{c_2^4}$$

n'est nul que dans le cas limite $\sqrt{_1}=0$ ($c_2\neq 0$ pour un solide).

Nous supposons alors les constantes mécaniques invariables dans une tranche horizontale d'épaisseur dz contiguë au niveau z. Dans cette tranche les nombres caractéristiques des quatre ondes subissent des variations que nous représentons par des différentielles notées d_2 et dont les expressions sont

$$d_2\overline{\mathrm{A}} = -ir\overline{\mathrm{A}}\,dz, \qquad d_2\overline{\mathrm{A}}' = +ir\overline{\mathrm{A}}'\,dz, \qquad d_2\overline{\mathrm{C}} = -ib\overline{\mathrm{C}}\,dz, \qquad d_2\overline{\mathrm{C}}' = +ib\overline{\mathrm{C}}'\,dz.$$

La variation totale de $\overline{\mathrm{A}}$(resp. $\overline{\mathrm{A}}'$, $\overline{\mathrm{C}}.\overline{\mathrm{C}}'$) est pour la traversée d'une surface de séparation et de la tranche contiguë

$$d\overline{\mathrm{A}} = d_1\overline{\mathrm{A}} + d_2\overline{\mathrm{A}} \qquad (\text{resp. } d\overline{\mathrm{A}}' = d_1\overline{\mathrm{A}}' + d_2\overline{\mathrm{A}}',\ d\overline{\mathrm{C}} = d_1\overline{\mathrm{C}} + d_2\overline{\mathrm{C}},\ d.\overline{\mathrm{C}}' = d_1\overline{\mathrm{C}}' + d_2\overline{\mathrm{C}}').$$

Lorsque l'épaisseur des tranches tend vers zéro, de façon que le milieu stratifié tende vers un milieu à variation continue, cette variation devient effectivement la différentielle de $\overline{\mathrm{A}}$ (resp. $\overline{\mathrm{A}}$, $\overline{\mathrm{C}}.\overline{\mathrm{C}}'$) et les équations déduites des équations ci-dessus forment le système différentiel linéaire (de 4 équations) qui détermine les quantités $(\overline{\mathrm{A}} + \overline{\mathrm{A}}')$, $(\overline{\mathrm{A}} - \overline{\mathrm{A}}')$, $(\overline{\mathrm{C}} + \overline{\mathrm{C}}')$, $(\overline{\mathrm{C}} - \overline{\mathrm{C}}')$. Ce système s'écrit : après division par dz, et sous la forme résolue par rapport aux dérivées des fonctions inconnues

$$\frac{d}{dz}(\overline{\mathrm{A}} + \overline{\mathrm{A}}') = (\overline{\mathrm{A}} + \overline{\mathrm{A}}')\left[\left(-1 + \frac{2c_2^2}{c^2}\right)\frac{d\mathrm{G}}{\mathrm{G}\,dz} + \frac{2\,dc_2}{c_2\,dz}\right] + (\overline{\mathrm{C}} + \overline{\mathrm{C}}')\frac{2c_2^2}{c^2}\,\frac{d\mathrm{G}}{\mathrm{G}\,dz} - ir(\overline{\mathrm{A}} - \overline{\mathrm{A}}'),$$

$$\frac{d}{dz}(\overline{\mathrm{C}} + \overline{\mathrm{C}}') = (\overline{\mathrm{A}} + \overline{\mathrm{A}}')\left[\left(1 - \frac{2c_2^2}{c^2}\right)\frac{d\mathrm{G}}{\mathrm{G}\,dz} - \frac{2\,dc_2}{c_2\,dz}\right] - (\overline{\mathrm{C}} + \overline{\mathrm{C}}')\frac{2c_2^2}{c^2}\,\frac{d\mathrm{G}}{\mathrm{G}\,dz} - ib(\overline{\mathrm{C}} - \overline{\mathrm{C}}'),$$

$$\frac{d}{dz}(\overline{\mathrm{A}} - \overline{\mathrm{A}}') = (\overline{\mathrm{A}} - \overline{\mathrm{A}}')\left[\frac{c^2}{c^2 - c_1^2}\,\frac{dc_1}{c_1\,dz} - \frac{2c_2^2}{c^2}\,\frac{d\mathrm{G}}{\mathrm{G}\,dz}\right]$$
$$+ (\overline{\mathrm{C}} - \overline{\mathrm{C}}')\left[\frac{2}{\sqrt{{}_1}\sqrt{{}_2}}\,\frac{dc_2}{c_2\,dz} - \frac{\left(1 - 2\dfrac{c_2^2}{c^2}\right)}{\sqrt{{}_1}\sqrt{{}_2}}\,\frac{d\mathrm{G}}{\mathrm{G}\,dz}\right] - ir(\overline{\mathrm{A}} + \overline{\mathrm{A}}'),$$

$$\frac{d}{dz}(\overline{\mathrm{C}} - \overline{\mathrm{C}}') = (\overline{\mathrm{C}} - \overline{\mathrm{C}}')\left[\frac{c^2 - 2c_2^2}{c^2 - c_2^2}\,\frac{dc_2}{c_2\,dz} - \left(1 - \frac{2c_2^2}{c^2}\right)\frac{d\mathrm{G}}{\mathrm{G}\,dz}\right]$$
$$- (\overline{\mathrm{A}} - \overline{\mathrm{A}}')\,2\sqrt{{}_1}\sqrt{{}_2}\,\frac{c_2^2}{c^2}\,\frac{d\mathrm{G}}{\mathrm{G}\,dz} - ib(\overline{\mathrm{C}} + \overline{\mathrm{C}}').$$

Il faut 4 conditions aux limites pour que le problème soit déterminé. Deux sont fournies par la donnée des contraintes à la surface (pour une valeur déterminée de c, l'élément sinusoïdal de contrainte à la surface est défini par la donnée de deux nombres complexes). Pour avoir deux autres conditions aux limites, nous supposons que les constantes μ, c_1, c_2 (donc aussi $\mathrm{G} = \mu c_2^2$) tendent chacune vers une limite lorsque z croit indéfiniment. Nous pouvons alors obtenir le sol considéré comme limite d'un sol stratifié dont la dernière strate est de profondeur infinie. Nous savons que dans un tel sol la dernière strate est exempte d'onde remontante. Nous trouvons donc comme conditions aux limites dans le sol à variation continue, que $\overline{\mathrm{A}}'$ et $\overline{\mathrm{C}}'$ doivent tendre vers zéro lorsque z croit indéfiniment.

Si les fonctions $c_1(z)$, $c_2(z)$, $G(z)$ ne sont pas particularisées, le système de fonctions A.A'.C.C' présente un grand degré de généralité, mais si les fonctions $c_1(z)$, $c_2(z)$. $G_1(z)$ sont données, alors le problème peut être résolu facilement au moyen d'une machine électronique analogique, qui est particulièrement adaptée à la résolution numérique des systèmes d'équations linéaires à coefficients variables.

(2) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 352 et 565.

RADIOASTRONOMIE. — *Caractères d'un type d'émission hertzienne associé à certaines éruptions chromosphériques*. Note (*) de M. **André Boischot**, présentée par M. André Danjon.

Les caractères d'une émission hertzienne accompagnant certaines éruptions chromosphériques sont précisés. Certains d'entre eux permettent de la distinguer nettement des orages de bruit associés aux taches solaires radioélectriquement actives.

De nombreuses observations, en particulier celles de J. P. Wild (1) ont permis de caractériser deux types d'émissions hertziennes qui se trouvent souvent associés aux éruptions chromosphériques : les sursauts précurseurs (« bursts » de type III) et les grands sursauts (« outbursts », type II), qui paraissent provoqués par l'ascension dans l'atmosphère solaire de perturbations qui se meuvent avec des vitesses respectivement de l'ordre de 30 000 et 300 km/s. Ces émissions sont essentiellement dépolarisées.

Un autre type de rayonnement très intense — que nous nommerons « émission de type IV » — et accompagnant certaines éruptions, a été caractérisé sans ambiguïté sur la fréquence 169 MHz avec le grand interféromètre de Nançay (2).

Depuis le mois de juin, six cas bien définis ont pu être observés, qui ont permis, malgré des différences sensibles, d'en dégager les caractères généraux.

a. Ce rayonnement a toujours lieu après une éruption chromosphérique. Il prend naissance sur 169 MHz après la fin du grand sursaut, augmente d'intensité pendant 20 à 40 mn, puis diminue plus lentement pour disparaître après quelques heures (*fig.* 1). L'intensité maximum atteinte a été dans plusieurs cas très supérieure à toutes celles qui ont été enregistrées depuis que fonctionne l'interféromètre. Des observations simultanées faites ailleurs indiquent que ce rayonnement est polarisé circulairement (3).

b. Pendant toute sa durée, l'émission reste remarquablement stable; elle est en particulier dépourvue des sursauts de type I caractéristiques des orages radioélectriques ordinairement associés à certaines taches. Cette

propriété rend tout à fait remarquable un enregistrement de ce phénomène avec un appareil à faible constante de temps (*fig.* 2).

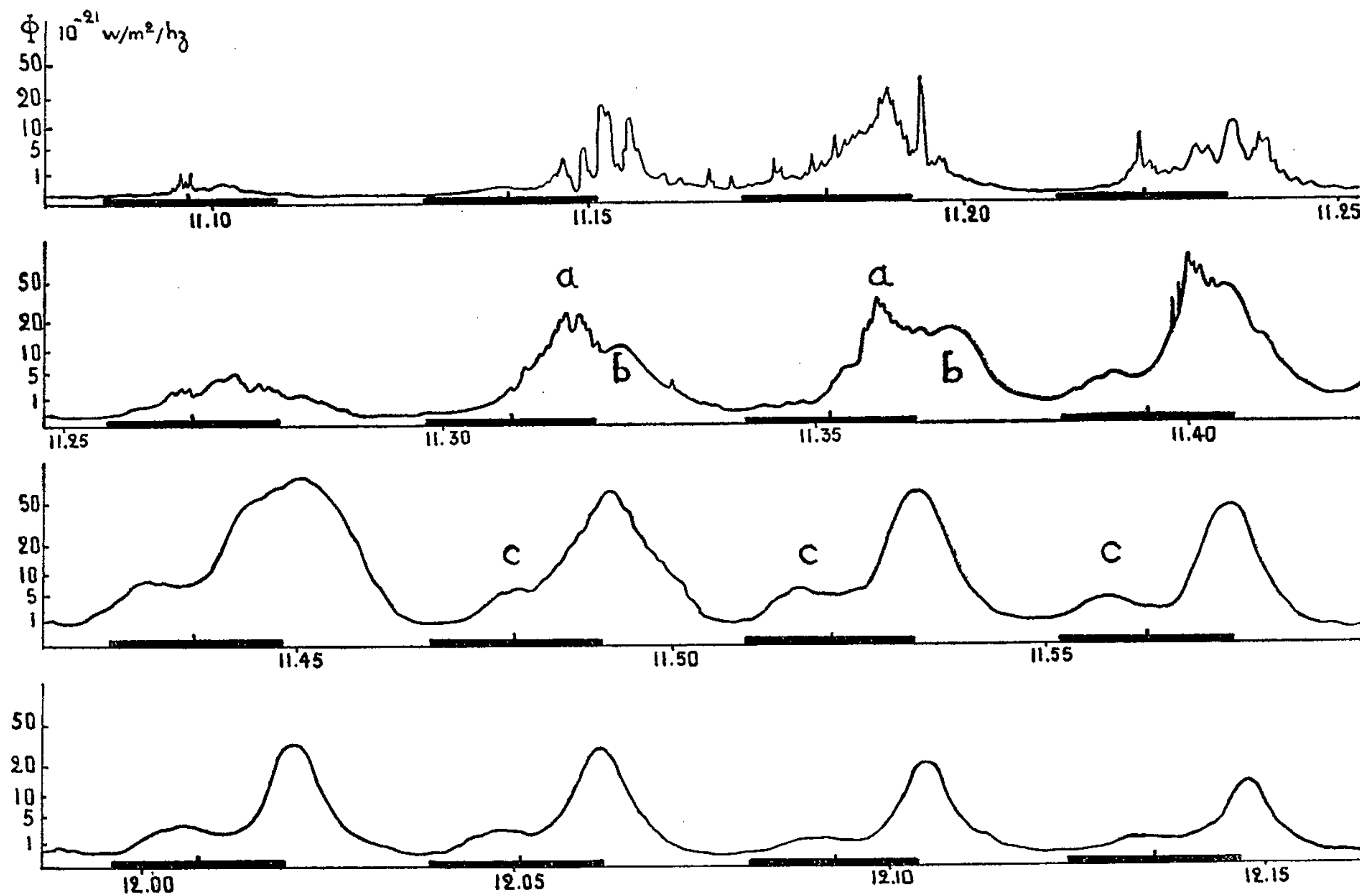


Fig. 1. — Enregistrement de l'éruption du 14 novembre 1956, à l'aide du grand interféromètre de Nançay. Noter les deux centres (*a* et *b*) issus de l'éruption : *a* irrégulier disparaît beaucoup plus rapidement. Les maxima *c* correspondent aux lobes secondaires du diagramme (le trait noir sous chaque lobe indique la position du disque photosphérique).

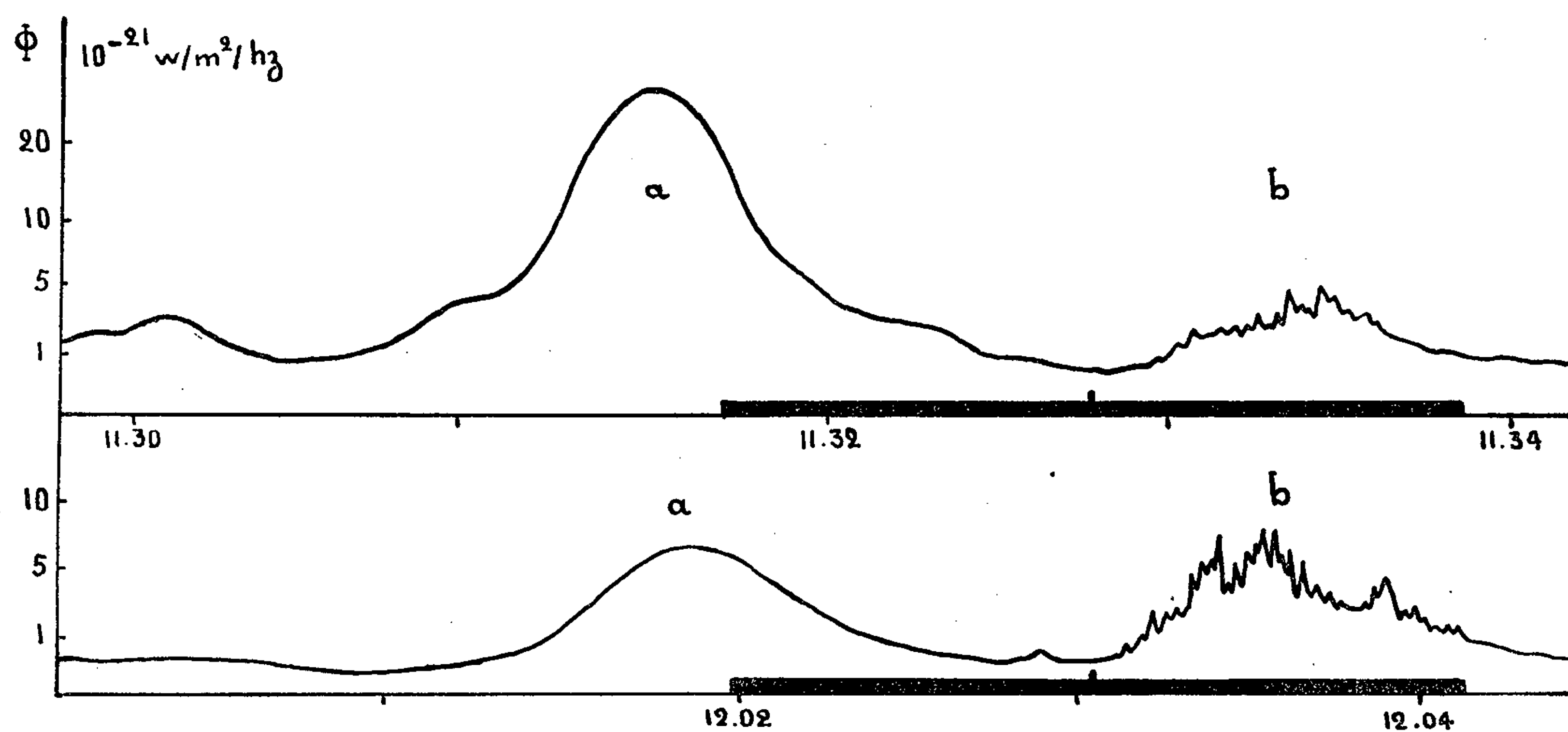


Fig. 2. — Centre émissif de type IV lié à une éruption (*a*) et centre lié à une tache R (*b*), 20 novembre 1956. Le flux du centre *b* est à peu près constant, alors que celui de *a* décroît de 50 à 5.10^{-21} W/m²/Hz, en 30 mn.

Les irrégularités qui apparaissent parfois sur l'enregistrement, surtout au début, n'ont pas les caractères de sursauts, et pourraient aussi bien être dus à des mouvements de la région émissive.

c. Le diamètre apparent de la source est en général plus important que celui des centres radioélectriquement actifs liés aux taches, surtout dans la première période de son existence. On a pu mesurer des diamètres de 4 à 8′, ce qui correspond à une étendue bien supérieure à celle de la zone brillante visible.

d. Ce centre émissif n'est pas fixe sur la surface solaire. Dans trois cas, nous avons pu mettre en évidence des déplacements de l'ordre de 10′, nettement supérieurs à l'effet des scintillations qu'on observe parfois. Dans l'hypothèse d'un mouvement radial au-dessus de l'éruption optique, la source semble monter rapidement après son apparition (cette phase n'est pas toujours observée avec l'interféromètre car elle est trop brève), puis redescendre lentement pour rester stable après quelques dizaines de minutes. Les altitudes maxima déduites sont très différentes d'une éruption à l'autre, variant de 0,3 à 4 ou 5 R_0 au-dessus de la photosphère, et les vitesses de l'ordre de plusieurs centaines de kilomètres par seconde.

Il faut signaler cependant que l'hypothèse du mouvement radial est très incertaine. Nous avons même observé dans un cas un centre émissif situé plus près du centre du disque que le centre optique.

Comme l'indique le tableau, ce type d'émission est presque toujours associé à de très fortes éruptions, bien que depuis le début des observations à Nançay, au moins une éruption 3 et deux éruptions 2 n'aient donné lieu à aucun phénomène de ce genre.

Date.	Importance.	Position.	Flux maximum (10^{-24} W/m²/Hz).	Remarques.
27 août	1+	18 N 69 E	300	–
31 »	3	15 N 15 E	50 000	Source plus proche du centre du disque que la zone brillante
6 novembre	2	15 N 85 E	250	Mouvement descendant après l'apparition du centre
7 »	3	18 S 31 E	60 000	Mouvement ascendant rapide, puis chute
14 »	3	18 S 55 W	90 000	Dédoublement de la source pendant 30 mn environ
20 »	2+	18 S 56 W	80 000	–

Il est très vraisemblable que cette émission est à rapprocher de certaines observations faites antérieurement, en particulier par H. W. Dodson, E. R. Hedeman et L. Owren [4], qui ont noté comme nous que le grand sursaut accompagnant certaines éruptions était suivi d'une nouvelle augmentation du flux reçu; mais ils n'avaient pas distingué celle-ci des orages radioélectriques couramment associés aux taches solaires de type R.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) *The Sun*, The University of Chicago Press, 1953.

(2) E. J. Blum, A. Boischot et M. Ginat, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 19.

(3) *Monthly Bulletin*, Royal Netherlands Meteorological Institute, November, 1956.

(4) *Ap. J.*, **118**, 1953, p. 169-196.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Détermination d'un potentiel séparable à partir des déphasages. Cas où* tg δ *est une fraction rationnelle de l'énergie.* Note (*) de MM. **Michel Gourdin** et **André Martin**, présentée par M. Louis de Broglie.

Lorsque $k\,\mathrm{tg}\,\delta$ peut être représenté par une fraction rationnelle quelconque nous retrouvons les résultats de l'approximation indépendante de forme, à savoir l'existence de deux types de solutions, une solution unique pour un système sans état lié, une solution à un paramètre pour un système admettant un état lié.

Nous généralisons l'approximation indépendante de forme (1) en prenant une tangente du déphasage qui est une fraction rationnelle réelle en k^2, à pôles réels ou complexes :

$$\text{(II.1)}\qquad -k\frac{\pi}{2}\,\mathrm{tg}\,\delta \equiv g(k) = 2k^2\left\{\sum_1^n \frac{a_p}{k^2+\alpha_p^2} + \sum_1^r \frac{c_q}{k^2-\gamma_p^2}\right\}\qquad [\gamma_q \text{ réel, } \mathrm{Re}(\alpha_p)\neq 0].$$

Nous nous proposons de trouver les fonctions $f(p)$ solutions de l'équation intégrale :

$$\text{(II.2)}\qquad f(k) = g(k)\left\{1 + \mathrm{VP}\int_0^\infty \frac{f(p)}{p^2-k^2}\,dp\right\}.$$

On rappelle que $f(p)$ est reliée au potentiel $v(p)$ par la relation $f(p) = \mathrm{Cte}.p^2 v^2(p)$ c'est-à-dire que $f(p)$ est une fonction qui ne change jamais de signe. Si l'on cherche des solutions sous la forme

$$\text{(II.3)}\qquad f(p) = 2p^2\sum_{j=1}^m \frac{b_j}{\beta_j}\,\frac{1}{p^2-\beta_j^2},\qquad \text{avec}\quad \mathrm{Im}(\beta_j) > 0,$$

après application de la méthode des résidus pour calculer l'intégrale en partie principale, on aboutit à l'identité suivante :

$$\text{(II.4)}\qquad \sum_j \frac{b_j}{\beta_j}\,\frac{1}{k^2-\beta_j^2} \equiv \left\{\sum_1^n \frac{a_p}{k^2+\alpha_p^2} + \sum_1^r \frac{c_q}{k^2-\gamma_q^2}\right\}\left[1 - i\pi\sum_{j=1}^m \frac{b_j}{k^2-\beta_j^2}\right].$$

Par identification des deux membres on obtient une condition nécessaire sur m qui est $m \geq n+r$ et on définit un nombre t représentant l'indétermination du problème : $m = n+r+t$. Les β_j, sont les racines à partie imaginaire positive de l'équation

$$\text{(II.5)}\qquad 1 = -i\pi\beta_j\left[\sum_1^n \frac{a_p}{\alpha_p^2+\beta_j^2} + \sum_1^r \frac{c_q}{\beta_j^2-\gamma_q^2}\right].$$

On voit facilement que si s des coefficients c_q sont négatifs et $r-s$ positifs, il y a $n+s$ racines du type cherché, ce qui nous donne l'égalité $r+t=2s$. Les résultats peuvent s'étendre au cas de racines doubles de l'équation (II.5) par l'adjonction de termes du type $p^2 d_j(p^2-\beta_j^2)^{-2}$ au développement (II.3).

On montre alors qu'une condition nécessaire pour que f soit de signe constant est que g ne s'annule pas en changeant de signe et que pour cela il est nécessaire que deux coefficients c consécutifs soient de signes opposés. Dans ces conditions, si l'on écrit $g(k^2)$ sous la forme

$$g(k^2)=2k^2\frac{R_{n+r-1}(k^2)}{S_{n+r}(k^2)},$$

on obtient les différents résultats :

a. $r=2r'$ pair, $t=0$, $f(p)$ admet une solution unique

$$f(p)=2p^2R_{n+r-1}(p^2)\left[\prod_1^{n+r'}(p^2-\beta_j^2)\right]^{-1}.$$

b. $r=2r'+1$ impair, $g(+\infty)<0$, $g(\overset{+}{0})>0$: $t=1$, $f(p)$ admet une solution à un paramètre σ positif

$$f(p)=2p^2(p^2+\sigma)R_{n+r-1}(p^2)\left[\prod_1^{n+r'+1}(p^2-\beta_j^2)\right]^{-1}.$$

c. $r=2r'+1$ impair $g(+\infty)>0$, $g(\overset{+}{0})<0$: $t=-1$, le problème est sans solution.

Nous démontrerons, dans une troisième publication, des théorèmes généraux d'unicité nous permettant d'affirmer que le cas *a* correspondant à un système sans état lié admet une solution unique et que le cas *b* correspondant à un système avec un état lié admet une solution à un paramètre. Quant au troisième cas *c*, nous verrons qu'il n'admet pas de solution physique $f(p)$. Autrement dit, nous montrerons que nous n'avons laissé échapper aucune solution. Les résultats sont, ici encore, les mêmes que dans le cas des potentiels locaux.

(*) Séance du 18 février 1957.

(1) M. GOURDIN et A. MARTIN, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1153.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur les oscillations à déferlement. Recherche des solutions continues.* Note (*) de M. **Lefteri Sideriades**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans une précédente Note dont nous conservons ici les notations (1), nous avons défini les systèmes à déferlement, comme étant représentés par des systèmes différentiels, non linéaires, du deuxième ordre, du type

$$m\Gamma+fV+F(Z-Z_0)=0$$

dans lesquels, les éléments de la matrice de frottement $[f]$ ont des valeurs numériques très grandes. Nous avons énoncé un principe de composition des vitesses en vue du tracé d'une intégrale générale, et nous avons remarqué que pour de tels systèmes, la variation de vitesse angulaire $d\varphi/dt$ du vecteur vitesse *relative* $\vec{V}_2$ était très grande, de l'ordre de 100 à 1000 fois la fréquence du phénomène; ce qui se traduit par un véritable choc auquel est soumis l'affixe représentatif du système lorsqu'il arrive sur la courbe $T = 0$.

Du point de vue des oscillations stables, le cycle limite dans un plan des phases peut donc être considéré comme résultant de l'association de deux sortes d'arcs continus : des arcs (R) d'intégrales du système du premier ordre (dénué de masse) et d'autres arcs (S) parcourus à très grande vitesse. On peut même supposer — dans un passage à la limite purement théorique — que les arcs (S) sont parcourus à vitesse infinie. On retrouve ainsi la théorie de Th. Vogel sur les oscillations à déferlement ([2]). Les lieux des points de jonction de ces deux sortes d'arcs sont, d'une part, la courbe de choc $T = 0$, d'autre part, la « courbe de limitation d'amplitude » $\overline{T} = 0$, qui est une ligne singulière intéressante du système du deuxième ordre.

Si l'on définit alors une mesure $\delta(T, \overline{T})$, constituant une généralisation dans l'espace à trois dimensions de la mesure de Dirac, soit

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} \delta(T, \overline{T})\, dx\, dy = +1,$$

ce qui revient à supposer une masse unité répartie uniformément le long de la courbe $T\overline{T} = 0$, on peut aussi définir une distribution au sens de L. Schwartz par une généralisation aisée du produit de composition et écrire le comportement d'un système à déferlement sous la forme unifiée

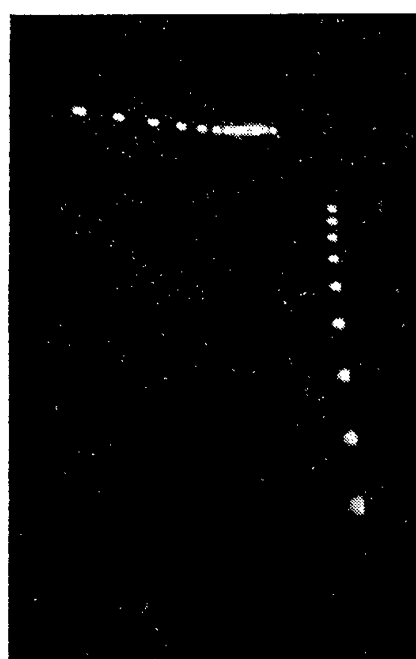
$$\frac{dx}{X + \delta \star (T\xi - X)} = \frac{dy}{Y + \delta \star (T\eta - Y)} = \frac{dt}{T}.$$

Cette forme du premier ordre met en évidence l'action discontinue d'éléments du système qui ne se manifestent qu'à des époques déterminées sous forme de distributions.

Mais dans une voie opposée, il est plus intéressant de mettre en évidence les paramètres incriminés par la discontinuité et de rechercher par là même, si elles existent, les solutions *continues* d'un système à déferlement par une analyse du système sous sa forme du deuxième ordre, comme on l'a déjà fait ([1]).

Nous avons proposé comme exemples typiques ([1]) les fonctionnements comparés d'un multivibrateur gyroscopique (système continu) et d'un multivibrateur d'Abraham-Bloch (système discontinu), ces deux systèmes étant régis par la même équation formelle. Si l'on pouvait obtenir un fonctionnement identique de ces deux systèmes, par action sur les grandeurs relatives des

paramètres en présence (valeurs des résistances, des capacités, des coefficients d'amplification des lampes, etc.), on réaliserait du même coup le passage graduel du continu au discontinu. Or cela est impossible physiquement, car il



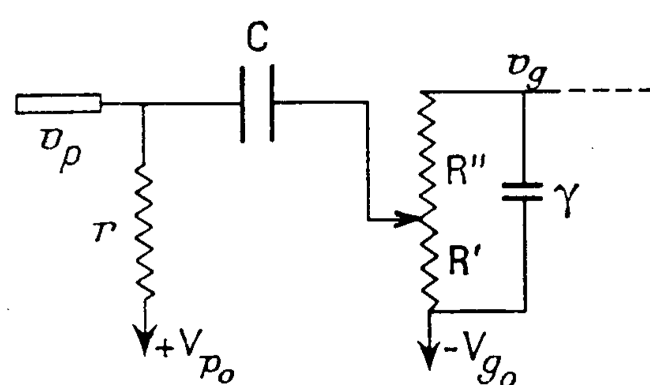
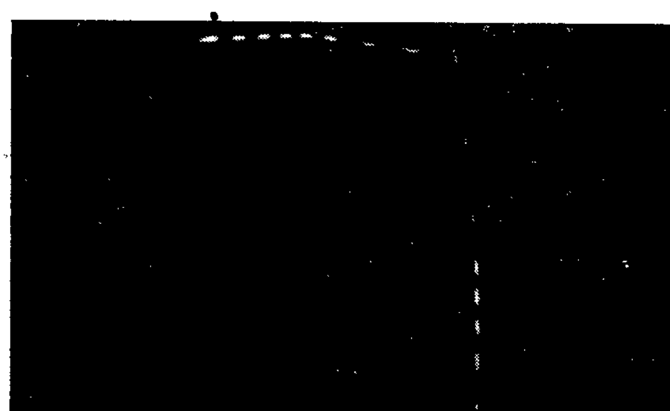
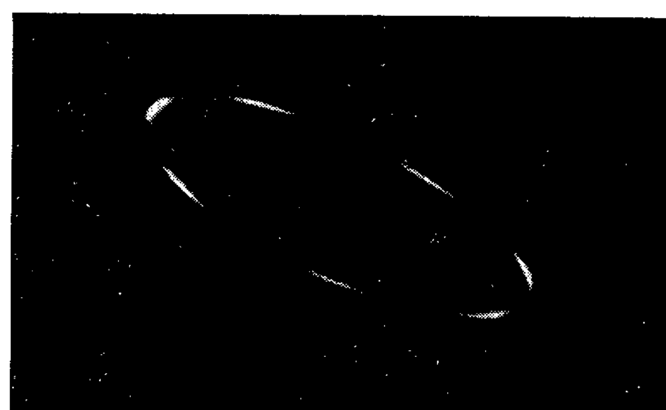


Fig. 1.





$\frac{R''}{R'}$ sens croissant

Fig. 2.

faudrait remplacer la capacité parasite γ par une autre capacité beaucoup plus grande (100 à 1 000 fois).

Mais, il existe un moyen d'agir sur la capacité parasite γ, incriminée par le choc, dans un multivibrateur d'Abraham-Bloch, au prix de légères modifications. Considérons en effet le multivibrateur de la figure 1, où la capacité de liaison est reliée à un potentiomètre dans le circuit grille. La mise en équation d'un tel système nous fait retrouver l'équation d'un multivibrateur d'Abraham-Bloch, à cette différence près que γ est remplacé par $[1+(R''/R')]\gamma$.

Or, le rapport R''/R' peut aisément couvrir la plage du rapport de discontinuité, c'est-à-dire atteindre 10^2 à 10^3. $(d\varphi/dt)\vec{V}_2$ est diminué d'autant : le choc donne lieu à une simple accélération et même peut être totalement supprimé lorsque R''/R' est très grand.

L'expérience confirme pleinement cette théorie. On peut voir sur la figure 2 l'allure du cycle limite des oscillations stables obtenues avec un tel type de multivibrateur et suivre sa déformation à mesure que R''/R' croît; la stroboscopie du phénomène montre « l'évanouissement » progressif de la discontinuité, jusqu'à obtention d'un cycle elliptique (solution sinusoïdale) à vitesse constante.

Un tel résultat, présentant une analogie avec la solution sinusoïdale des oscillations de relaxation prévue par B. van der Pol, est ici d'une portée beaucoup plus grande, car il s'agit d'oscillations de déferlement, essentiellement discontinues, donc fortement non linéaires.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) L. Sideriades, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1850.

(2) Th. Vogel, *Ann. Télécomm. Fr.*, 6, n° 7, juillet 1951, p. 182-190.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Développement d'une solution générale de l'équation de transport de Boltzmann en présence d'un champ électrique et magnétique*. Note (*) de MM. **Raymond Jancel** et **Théo Kahan**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les auteurs proposent un développement général en harmoniques sphériques et en série de Fourier d'une solution de l'équation intégro-différentielle de Boltzmann pour le cas d'un plasma lorentzien soumis à l'action d'un champ électrique oscillant et d'un champ magnétique constant, compatible avec les conditions de symétrie du problème étudié.

La composante légère d'un plasma lorentzien soumis à un champ électrique alternatif $\vec{E}\cos\omega t$ et à un champ magnétique constant $\vec{H}$ est décrit par l'équation de transport de Boltzmann :

$$\frac{\mathcal{D}f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\mathcal{D}t} = J(f), \tag{1}$$

où l'opérateur $\mathcal{D}/\mathcal{D}t$ s'écrit

$$(2)\qquad \frac{\mathcal{D}}{\mathcal{D}t} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla}_r + \left[\vec{\Gamma}\cos\omega t + (\vec{\omega}_H \wedge \vec{v})\right]\vec{\nabla}_v,$$

avec

$$(3)\qquad \vec{\Gamma} = \frac{e}{m}\vec{E} \quad \text{et} \quad \vec{\omega}_H = \frac{e}{m}\vec{H},$$

J est l'opérateur de chocs de Boltzmann appliqué à un gaz lorentzien et ne contient que les chocs élastiques électron-molécule. (Nous supposerons dans la suite que $\vec{H}$ est parallèle à Oz, ce qui ne restreint pas la généralité.)

La solution la plus générale compatible avec les symétries du problème est fournie par le double développement dans l'espace des vitesses et dans le temps :

$$(4)\qquad f = \sum_{k=-\infty}^{+\infty}\sum_{l=0}^{+\infty}\sum_{m=-l}^{+l} \alpha_{kl}^m(\vec{r}, v)\, Y_l^m(v, \theta, \varphi)\, e^{ik\omega t}$$

(où θ et φ sont les angles de $\vec{v}$ dans l'espace des vitesses). On utilise les harmoniques sphériques sous la forme

$$(5)\qquad Y_l^m = (-1)^m v^l \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!}}\sin^m\theta \frac{d^m}{d(\cos\theta)^m} P_l(\cos\theta)\, e^{im\varphi},$$

avec la relation

$$(6)\qquad Y_l^{m*} = (-1)^m Y_l^{-m}$$

qui entraîne, pour les coefficients de Fourier α_{kl}^m, la condition de réalité

$$(7)\qquad \alpha_{kl}^{-m} = (-1)^m \alpha_{-kl}^{m*}.$$

En portant le développement (4) dans (1), on est amené à calculer des expressions de la forme

$$(8)\qquad \vec{v}.\vec{\nabla}_r(\alpha_{kl}^m Y_l^m) = \left(\sum_x v_x \frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha_{kl}^m(\vec{r}, v)\right)\right) Y_l^m,$$

$$(9)\qquad \vec{\Gamma}.\vec{\nabla}_v(\alpha_{kl}^m Y_l^m) = \frac{\left(\sum_x \Gamma_x v_x\right)}{v}\frac{\partial\alpha_{kl}^m}{\partial v} Y_l^m + \alpha_{kl}^m\vec{\Gamma}.\vec{\nabla}_v(Y_l^m),$$

$$(10)\qquad (\vec{\omega}_H \wedge \vec{v}).\vec{\nabla}_v(\alpha_{kl}^m Y_l^m) = \alpha_{kl}^m(\vec{\omega}_H \wedge \vec{v}).\vec{\nabla}_v(Y_l^m).$$

D'autre part l'opérateur de chocs J s'écrira d'après (4) :

$$(11)\quad J = J(\alpha_{00}^0 Y_0^0) + J(\alpha_{10}^0 Y_0^0)\, e^{i\omega t} + J(\alpha_{-10}^0 Y_0^0)\, e^{-i\omega t} - \sum_{k=-\infty}^{+\infty}\sum_{l=1}^{+\infty}\sum_{m=-l}^{+l} \nu_L \alpha_{kl}^m Y_l^m e^{ik\omega t},$$

où ν_l sont les fréquences de chocs correspondant aux diverses harmoniques ; les trois premiers termes expriment les échanges d'impulsion entre la composante lourde à distribution maxwellienne et les électrons du plasma.

En effectuant les opérations indiquées et compte tenu des relations de Clebsch-Gordan, l'identification des termes du premier et du deuxième membre de (1) correspondant à une valeur donnée de k, l, m fournit l'équation générale suivante :

$$
\begin{aligned}
(12)\quad & ik\omega\alpha_{kl}^{m} + \Bigg\{ \frac{1}{2} \Bigg[-C(l-1, m-1) \left(\frac{\partial \alpha_{k,l-1}^{m-1}}{\partial x} - i \frac{\partial \alpha_{k,l-1}^{m-1}}{\partial y} \right) \\
& + D(l+1, m-1)\, v^2 \left(\frac{\partial \alpha_{k,l+1}^{m-1}}{\partial x} - i \frac{\partial \alpha_{k,l+1}^{m-1}}{\partial y} \right) \\
& + E(l-1, m+1) \left(\frac{\partial \alpha_{k,l-1}^{m+1}}{\partial x} + i \frac{\partial \alpha_{k,l-1}^{m+1}}{\partial y} \right) \\
& - F(l+1, m+1)\, v^2 \left(\frac{\partial \alpha_{k,l+1}^{m+1}}{\partial x} + i \frac{\partial \alpha_{k,l+1}^{m+1}}{\partial y} \right) \Bigg] \\
& + A(l-1, m) \frac{\partial \alpha_{k,l-1}^{m}}{\partial z} + v^2 B(l+1, m) \frac{\partial \alpha_{k,l+1}^{m}}{\partial z} \Bigg\} + \\
& + \frac{1}{2v} \Bigg\{ \frac{(\Gamma_x - i\Gamma_y)}{2} \Bigg[-C(l-1, m-1) \left(\frac{\partial \alpha_{k-1,l-1}^{m-1}}{\partial v} + \frac{\partial \alpha_{k+1,l-1}^{m-1}}{\partial v} \right) \\
& + D(l+1, m-1)\, v^2 \left(\frac{\partial \alpha_{k-1,l+1}^{m-1}}{\partial v} + \frac{\partial \alpha_{k+1,l+1}^{m-1}}{\partial v} \right) \Bigg] \\
& + \frac{(\Gamma_x + i\Gamma_y)}{2} \Bigg[E(l-1, m+1) \left(\frac{\partial \alpha_{k-1,l-1}^{m+1}}{\partial v} + \frac{\partial \alpha_{k+1,l-1}^{m+1}}{\partial v} \right) \\
& - F(l+1, m+1)\, v^2 \left(\frac{\partial \alpha_{k-1,l+1}^{m+1}}{\partial v} + \frac{\partial \alpha_{k+1,l+1}^{m+1}}{\partial v} \right) \Bigg] \\
& + \Gamma_z \Bigg[A(l-1, m) \left(\frac{\partial \alpha_{k-1,l-1}^{m}}{\partial v} + \frac{\partial \alpha_{k+1,l-1}^{m}}{\partial v} \right) \\
& + B(l+1, m)\, v^2 \left(\frac{\partial \alpha_{k-1,l+1}^{m}}{\partial v} + \frac{\partial \alpha_{k+1,l+1}^{m}}{\partial v} \right) \Bigg] \Bigg\} \\
& + \frac{(2l+3)}{2} \Bigg[\frac{(\Gamma_x - i\Gamma_y)}{2} D(l+1, m-1) (\alpha_{k-1,l+1}^{m-1} + \alpha_{k+1,l+1}^{m-1}) \\
& - \frac{(\Gamma_x + i\Gamma_y)}{2} F(l+1, m+1) (\alpha_{k-1,l+1}^{m+1} + \alpha_{k+1,l+1}^{m+1}) \\
& + \Gamma_z B(l+1, m) (\alpha_{k-1,l+1}^{m} + \alpha_{k+1,l+1}^{m}) \Bigg] \\
& + im\omega_H \alpha_{kl}^{m} = -\nu_l \alpha_{kl}^{m}.
\end{aligned}
$$

où les $A(l, m)$, $B(l, m)$, $C(l, m)$, $D(l, m)$, $E(l, m)$ et $F(l, m)$ sont les coefficients du développement des expressions $Y_1^0\, Y_l^m$, $Y_1^1\, Y_l^m$ et $Y_1^{-1}\, Y_l^m$ en fonction des Y_l^m. Dans le cas où $l = m = 0$, le second membre s'écrit $J(\alpha_{00}^0\, Y_0^0)$, $J(\alpha_{10}^0\, Y_0^0)$ ou $J(\alpha_{-10}^0)$ respectivement pour $k = 0$, $+1$ ou -1.

Cette expression générale contient, à titre de cas particulier et en arrêtant notre développement (4) au terme $l = 1$, les résultats antérieurs de S. Chapman et T. Cowling (1), H. Margenau (2), W. P. Allis (3), R. Jancel et T. Kahan (4) et V. M. Fain (5) qui apparaissent comme une approximation du premier ordre de la formule (12) ; elle conduit aussi, dans le cas d'un champ électrique faible et en appliquant une méthode de perturbation à l'équation (1), aux résultats obtenus par M. Bayet, J. L. Delcroix et J. F. Denisse (6).

La solution générale proposée permet d'aborder des problèmes très généraux relatifs à la physique des plasmas tels que :

— propagation d'ondes progressives dans les plasmas en présence d'un champ magnétique;

— interaction des ondes électromagnétiques dans un milieu inhomogène;

— formation d'ondes stationnaires dans un guide ou une cavité électromatiques, en tenant compte des conditions aux limites et des processus de création de charges qui entretiennent la décharge.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) *The mathematical theory of non-uniform gases*, 1939.

(2) *Phys. Rev.*, **73**, 1948, p. 309.

(3) *Handbuch der Physik*, **21**, 1956, p. 383.

(4) *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 995; *Nuovo Cimento*, **12**, 1954, p. 573.

(5) *J. Exp. Theor. Phys. U. S. S. R.*, **28**, 1955, p. 422.

(6) *J. Phys. Rad.*, **15**, 1954, p. 795.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur l'interaction magnétique dans un système de doublets.* Note de M. **Gilbert Karpman**, présentée par M. Louis de Broglie.

En s'appuyant sur un modèle hydrodynamique, on calcule les tensions internes d'un fluide de doublets. Avec des approximations convenables, on montre que l'énergie d'interaction est équivalente, du point de vue des équations du mouvement, au terme phénoménologique postulé par Herring et Kittel dans leur théorie des ondes de spin dans les milieux ferromagnétiques.

L'objet de ce travail est d'étudier l'interaction magnétique interne d'un ensemble de doublets distribués dans l'espace le long de lignes dites lignes de doublets, c'est-à-dire l'action sur un doublet du champ créé par le reste du « fluide de doublets ».

Les doublets sont de dimension non nulle, et seront supposés constants par rapport au temps, en grandeur et en position. Sur une suggestion de MM. Takabayasi et Vigier, nous allons faire ce calcul d'interaction en remplaçant les doublets magnétiques M_i par des grandeurs continues [1]. Nous allons supposer en effet que l'espace contient une distribution fine, continue de tourbillons élémentaires [2] qui sont produits par des circuits électriques infiniment petits. M sera le moment magnétique par unité de volume produit par cette distribution de tourbillons.

Supposons la distribution de tourbillons telle que :

1° $M_i = M(x_i, y_i, z_i)\,dv_i$; 2° les dv_i sont des volumes élémentaires recouvrant tout l'espace et dont l'intersection est vide. Ceci implique que les doublets remplissent tout l'espace. L'interaction des doublets entre eux sera alors la même que la distribution $M(x_i, y_i, z_i)\,dv_i$. Calculons cette interaction.

Pour cela, remarquons que l'énergie d'interaction de deux doublets varie comme $1/r^3$, où r est la distance les séparant.

Il suffira donc de se limiter pour ce calcul à l'intérieur d'une sphère Σ_0 dont le centre sera le point m_0 où l'on calcule le champ dû aux doublets.

Soit maintenant Σ'_0 une sphère centrée sur m_0 et dont le volume est égal au volume élémentaire $dv_i(m_0)$ du doublet situé en ce point.

L'induction au point m_0 due à Σ'_0 sera

(1) $$B_1 = \frac{2}{3} M_0 \, dv_0 \quad (^3)$$

où l'on a posé $dv_i(m_0) = dv_0$ et $M(m_0) = M_0$. Calculons maintenant l'induction B_2 due aux doublets extérieurs à Σ_0. Nous allons pour cela remplacer la distribution $M(x_i, y_i, z_i)\, dv_i$ par la distribution $M(x, y, z)\, dv$, c'est-à-dire finalement par la densité fine de tourbillons élémentaires. Ceci constitue évidemment une approximation. Dans ce cas on aura (1) pour le potentiel vecteur des tourbillons compris entre les deux sphères Σ_0 et Σ'_0 :

(2) $$\mathbf{A} = \frac{1}{4\pi}\int \frac{1}{r} \operatorname{rot} M \, dv - \frac{1}{4\pi}\int_{\Sigma_0} n \wedge M \frac{ds}{r} + \frac{1}{4\pi}\int_{\Sigma_0} n \wedge M \frac{ds}{r}.$$

Si le rayon de Σ_0 est assez grand, la deuxième intégrale sera négligeable. Si maintenant le rayon de Σ'_0 est assez petit pour que M soit constant sur la sphère et égale à M_0, alors la troisième intégrale s'écrira

(3) $$-\frac{1}{4\pi} M_0 \wedge \int_{\Sigma'_0} n \frac{ds}{r} = 0.$$

Il ne reste plus à évaluer que la première des intégrales de l'équation (2).

Or,

$$\operatorname{rot} M = (\operatorname{rot} M)_0 + \sum_{x,y,z} (x - x_0)\left(\frac{\partial}{\partial x} \operatorname{rot} M\right)_0 + \ldots.$$

Si nous négligeons les termes en $\sum_{x,y,z} (x - x_0)[(\partial/\partial x)(\operatorname{rot} M]_0 + \ldots$ du développement de Taylor de rot M au voisinage de M_0, nous obtenons

(4) $$\mathbf{A} = (\operatorname{rot} M)_0 \int_v \frac{dv}{r} = 2\pi(R_0^2 - R_0'^2)(\operatorname{rot} M)_0.$$

où R_0 et R'_0 sont les rayons des sphères Σ_0 et Σ'_0. Nous supposerons maintenant R_0 et R'_0 indépendants du point M_0, c'est-à-dire : $2\pi(R_0^2 - R_0'^2) = \omega = \text{const.}$

De ce que $A = \omega \operatorname{rot} M$, on déduit :

(5) $$B_2 = \operatorname{rot}(\omega \operatorname{rot}) M = \omega \operatorname{rot}(\operatorname{rot} M),$$

d'où

(6) $$B_2 = \omega \operatorname{grad}(\operatorname{div} M) - \omega \Delta M.$$

Mais, $\operatorname{div} B = 0$ entraîne que : $\operatorname{div}(B_1 + B_2) = \operatorname{div}[(2/3)M + \operatorname{rot} A] = 0$, soit évidemment :

(7) $$\operatorname{div} M = 0,$$

l'équation (6) s'écrit alors :

$$B_2 = -\omega \Delta M \qquad \text{et} \qquad B = \frac{2}{3} M \, dv - \omega \Delta M.$$

L'énergie d'interaction s'écrit alors :

(8) $$-\vec{B}.\vec{M}\, dv = \left(-\frac{2}{3} M.M\, dv + \omega M \Delta M\right) dv,$$

où dv est l'élément de volume, petit, d'un doublet M_i. Mais, le terme $(2/3)M.M\,dv$ correspond à la self-énergie du doublet M_i et n'exerce donc aucune action orientante sur lui. Nous pourrons par conséquent ne pas tenir compte de ce terme lorsque nous voudrons écrire les équations du mouvement d'un système de doublets de position fixe.

Applications aux théories phénoménologiques du ferromagnétisme. — La théorie des ondes de spin de Herring et Kittel (4) a pour but l'étude d'ondes se propageant au sein des milieux ferromagnétiques, ces ondes provenant du mouvement de chaque doublet magnétique (appelé ici spin) autour de sa position d'équilibre. On admet, phénoménologiquement, dans cette théorie, que l'énergie d'interaction entre doublets voisins est

$$\frac{A}{M^2} |\operatorname{grad} M|^2 = \frac{A}{M^2} (\partial_i M_j)(\partial^i M^j).$$

Si, comme il est possible de le supposer, M^2 est constant, on aura, pour l'énergie, l'expression $P(\partial_i M_j)(\partial^i M^j)$ où $P = (A/M^2)$. Le calcul précédent justifie cette hypothèse phénoménologique. En effet, puisque le lagrangien et l'hamiltonien du système sont liés par la relation $H = \Sigma p\dot{q} - L$, le terme $A(\partial_j M_i)(\partial^j M^i)$ devra figurer dans les équations de Lagrange du mouvement. Or, remarquons que

$$\frac{1}{2} \Delta (M^2) = \frac{1}{2} \partial^j \partial_j M^i M_i = (\partial_j M_i)(\partial^j M^i) + M_i \partial^j \partial_j M^i,$$

mais, le terme

$$\frac{1}{2} \Delta M^2 = \frac{1}{2} \partial_j (\partial^j M_i M^i) = \frac{1}{2} \operatorname{div}(\operatorname{grad}(M^2))$$

n'apporte aucune contribution aux équations du mouvement. On peut le vérifier directement sur les équations de Lagrange du mouvement, mais il est plus simple de voir que l'intégrale $\iiint \Delta(M^2)\, dv$, dont on doit prendre la variation est nulle, car égale au flux de $\operatorname{grad}(M^2)$ sur une surface que l'on peut supposer ne passer en aucun point du fluide de doublets.

Si donc nous supposons fixe la position des doublets magnétiques (mais non leur orientation), nous pouvons négliger le terme $[(2/3)M^2\,dv^2]$ (qui d'ailleurs est du second ordre par rapport à $\omega M\,\Delta M\,dv$) dans les équations déduites précédemment ([3]).

Par suite, dans la théorie de Herring et Kittel, ou, plus généralement, dans une théorie faisant intervenir l'interaction de doublets magnétiques voisins, nous pourrons remplacer le lagrangien et l'hamiltonien de la théorie

$$H = H_1 - \omega\,dv\,M\,\Delta M, \qquad L = L_1 + \omega\,dv\,M\,\Delta M$$

par

$$H' = H_1 - \omega\,dv\,(\mathrm{grad}\,M)^2, \qquad L' = L_1 + \omega\,dv\,(\mathrm{grad}\,M)^2$$

qui fournissent les mêmes équations du mouvement pour une densité d'énergie différente.

([1]) Ce qui revient à assimiler le milieu à un fluide de toupies infiniment petites conformément aux modèles hydrodynamiques des équations d'ondes étudiées par divers auteurs dans le cadre de l'interprétation causale de la théorie des quanta.

([2]) E. DURAND, *Électrostatique et Magnétostatique*, Masson, Paris, p. 521.

([3]) Le système d'unité utilisé est le système Giorgi rationalisé.

([4]) C. HERRING et C. KITTEL, *Phys. Rev.*, 81, 1951, p. 869.

(*Laboratoire des Théories physiques, Institut Henri Poincaré, Paris*).

ACOUSTIQUE. — *Propagation du son dans un vent variable.*

Note (*) de M. **YVES ROCARD**, présentée par M. Francis Perrin.

L'existence d'un gradient, positif ou négatif, de vitesse du vent dans la direction de propagation d'une onde sonore entraîne une variation exponentiellement décroissante ou croissante de l'amplitude de cette onde.

Il est banal de noter qu'un bruit d'avion, par exemple, apparaît très fluctuant si l'avion est à quelque distance et s'il y a du vent. La vitesse du son se composant avec celle de l'air, on peut penser à des dérangements, dus au vent, dans la régularité des fronts d'onde, engendrant des focalisations et des défocalisations fugitives du son.

Nous allons toutefois mettre en évidence un autre effet, qui sans doute est le principal, et qui consiste en une variation de l'amplitude d'un son au cours de sa propagation, amplitude exponentiellement croissante ou décroissante selon que la vitesse du vent présente un gradient négatif ou positif dans le sens de la propagation.

Soit u, P, ρ la vitesse, la pression, la densité de l'air. L'indice 1 sera affecté aux quantités liées au son, l'indice 2 au vent, l'indice 0 à l'équilibre. Ainsi $u = u_1 + u_2$, $P = P_0 + P_1 + P_2$, $\rho = \rho_0 + \rho_1 + \rho_2$. Les quantités sonores se distinguent des autres en ce qu'elles varient à une pulsation sinusoïdale ω, et peuvent s'obtenir seules dans des récepteurs sélectifs.

Les équations hydrodynamiques et de continuité, en réduisant le problème à une dimension, sont

$$(1) \qquad \rho\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{\rho}{2}\frac{\partial u^2}{\partial x}+\frac{\partial P}{\partial x}=0, \qquad \frac{\partial \rho}{\partial t}+\rho\frac{\partial u}{\partial x}+u\frac{\partial \rho}{\partial x}=0.$$

On peut relier (P_1+P_2) à $(\rho_1+\rho_2)$ par l'équation adiabatique

$$(2) \qquad (P_1+P_2)=c^2(\rho_1+\rho_2) \qquad (c,\ \text{vitesse du son}).$$

On négligera les infiniment petits du second ordre, tels $u_1\rho_1$ ou u_1^2 en traitant le mouvement sonore comme petit, mais pas le vent. Avec ces remarques, les équations deviennent

$$(3) \quad \left\{\begin{aligned} &\rho\frac{\partial u}{\partial t}+\rho u_2\frac{\partial u_1}{\partial x}+\rho u_1\frac{\partial u_2}{\partial x}+\frac{\partial P_1}{\partial x}+\frac{\partial P_2}{\partial x}+\frac{\rho}{2}\frac{\partial u_2^2}{\partial x}=0,\\ &\frac{1}{c^2}\frac{\partial P_1}{\partial t}+\frac{u_2}{c^2}\frac{\partial P_1}{\partial x}+\rho_0\frac{\partial u_1}{\partial x}+\frac{P_1}{c^2}\frac{\partial u_2}{\partial x}+\rho\frac{\partial u_2}{\partial x}+\frac{1}{c^2}\frac{\partial P_2}{\partial t}+\frac{P_1}{c^2}\frac{\partial u_2}{\partial x}+\frac{u_2}{c^2}\frac{\partial P_2}{\partial x}=0.\end{aligned}\right.$$

L'ensemble des termes linéaires en u_1 et P_1 est à annuler séparément dans ces deux équations, et donne les équations de propagation du son en présence du vent. Le groupement $\partial/\partial t+u_2\,\partial/\partial x$ exprime simplement que la vitesse c se compose avec la vitesse u_2 du vent. On constate alors que nos deux équations acoustiques, si l'on accepte encore de négliger $\partial P_2/\partial x$ devant $\rho c\ (\partial u_2/\partial x)$, s'intègrent par

$$(5) \quad \left\{\begin{aligned} &u_1=u_0\,e^{-f(x)}\sin\omega\left(t-\frac{x}{c'}\right),\\ &P_1=\rho c u_0\,e^{-f(x)}\sin\omega\left(t-\frac{x}{c'}\right).\end{aligned}\right.$$

pourvu que $c'=e+u_2$ qui exprime l'entraînement du son par le vent, et que

$$(5) \qquad f'(x)=\frac{1}{c}\frac{\partial u_2}{\partial x}.$$

Autrement dit, la propagation acoustique dans un vent variable comporte des ondes sonores ordinaires mais à amplitude variable au cours de la propagation.

On voit que si la vitesse u_2 du vent, en un point, décroît dans le sens de la propagation, $\partial u_2/\partial x$ est négatif $-f'(x)$ est positif et $\exp\left[-\int f'(x)\,\partial x\right]$ devient supérieur à 1 et croît : l'amplitude sonore croît. Elle peut décroître plus loin, si $\partial u_2/\partial x$ s'y trouve positif.

A titre d'exemple, envisageons une propagation sonore sur une longueur L (quelques kilomètres), le long de laquelle on trouve N tourbillons, de largeur moyenne λ, distance sur laquelle u_2 passera de u_2 à $u_2\pm\Delta u_2$ ou l'inverse. $\partial u_2/\partial x$ vaudra $\Delta u_2/\lambda$, si Δu_2 est l'écart de u_2 à une valeur moyenne. La loi des

grands nombres veut que $\sqrt{N}$ tourbillons le plus souvent donnent des effets qui ne se compensent pas. Donc

$$e^{-f(x)} = e^{\pm\frac{1}{c}\frac{\Delta u_2}{\lambda}\sqrt{N}\lambda} = e^{\pm\frac{\Delta u_2\sqrt{N}}{c}}. \tag{6}$$

On doit donc s'attendre à une fluctuation relative de l'amplitude du son sur ce trajet, pouvant valoir

$$\frac{e^{+\frac{\Delta u_2\sqrt{N}}{c}}}{1} - \frac{e^{-\frac{\Delta u_2\sqrt{N}}{c}}}{c} \sim \frac{2\sqrt{N}\,\Delta u_2}{c} \tag{7}$$

si cette quantité est encore notablement inférieure à 1. $N = 100$, $C = 330$ m/sec. $\Delta u_2 = 3$ m,30 donnerait ici 0,2 pour cette fluctuation relative.

Il semble qu'on puisse proposer, pour mesurer l'échelle de la turbulence de l'air, la méthode consistant à mesurer les fluctuations sonores et à appliquer la la dernière équation (6) ou (7).

(*) Séance du 25 février 1957.

MAGNÉTISME. — *Contribution à l'étude de la diffusion du carbone dans le fer.* Note (*) de M. **Pierre Brissonneau**, transmise par M. Louis Néel.

Dans un précédent travail, nous avons proposé une méthode pour déterminer les constantes de temps du traînage magnétique de diffusion. Son application fournit des résultats qui permettent de préciser les valeurs généralement admises. Les imperfections du réseau cristallin semblent directement responsables de la dispersion rencontrée.

Nous nous sommes initialement préoccupé de rechercher dans quelle mesure il était possible d'interpréter au moyen d'une seule constante de temps, ainsi que Snoek l'a proposé, le traînage magnétique de diffusion provoqué dans le fer par la présence d'atomes de carbone.

En partant d'un fer pur du commerce, nous avons préparé un échantillon de forme torique contenant du carbone en solution solide à la concentration pondérale $C = 4,6.10^{-5} \pm 10\%$. Nous avons alors mesuré la désaccommodation de la perméabilité au moyen d'un galvanomètre balistique. Le champ H de mesure était appliqué un temps t après une désaimantation en champ alternatif décroissant. Nos résultats font l'objet du graphique ci-après où l'on a porté les courbes isochrones $B(H, t)$ obtenues à température constante $-27,3°$ C. Le phénomène de traînage est extrêmement spectaculaire malgré la faible quantité de carbone en jeu, puisque la perméabilité d'une telle substance varie d'un facteur 16 pour un champ de 50 mO., et ceci en des temps de l'ordre de quelques minutes à 0° C.

Les courbes $B(H, t)$, tracées à différentes températures, nous permettent de

déterminer les constantes de temps de diffusion du carbone selon une méthode qui a fait l'objet d'une Note précédente. La constante de temps moyenne θ_0 croît rapidement avec le déplacement des parois de Bloch, c'est-à-dire avec l'induction de référence B_0, et tend vers une limite pratiquement atteinte pour une induction égale à 20 gauss. Nos résultats sont consignés dans le tableau suivant :

	θ_0 (mn).		
B_0 (gauss).	— 21,3° C.	— 27,3° C.	— 33,8° C.
3,5	4,58	10,54	27,65
7	5,83	14,10	43,7
14	6,23	16,10	46,5
28	6,46	16,70	47,0
56	6,59	16,70	46,9

Cette variation paraît *à priori* surprenante. Nous l'avons toujours rencontrée, quelle que soit la concentration de la solution solide et la température de traînage. Le rôle des déplacements irréversibles ne nous semble pas à prendre en considération pour l'interpréter, car deux mesures à $B_0 = 355$ gauss et $B_0 = 56$ gauss, effectuées sur un autre échantillon, fournissent la même valeur pour θ_0.

L'approximation d'une répartition logarithmique des constantes de temps conduit à une dispersion voisine de 25 dans la plupart des cas et pratiquement jamais inférieure à 10.

Les limites du spectre ont été déterminées à $B_0 = 28$ gauss pour $1 - G(t/\theta_0) = 0,1$, et $B_0 = 3,5$ gauss pour $1 - G(t/\theta_0) = 0,9$. On trouve les valeurs suivantes :

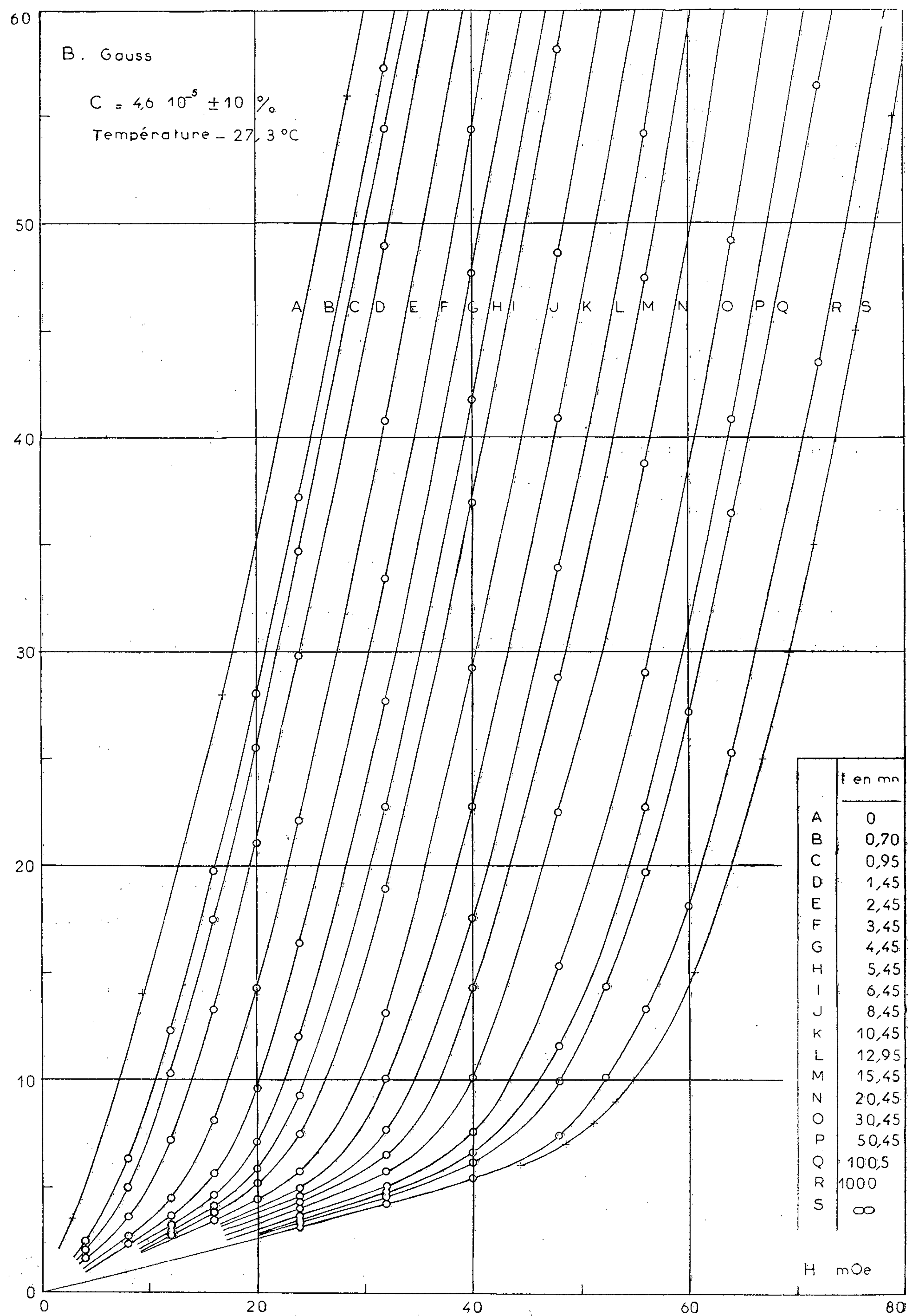
Température	—21,3° C.	—27,3° C.	—33,8° C.
θ_{min} (mn)	3,48	6,03	11,32
θ_{max} (mn)	268	918	3 394

L'énergie d'activation nécessaire pour passer d'une position défavorable à une position favorable s'obtient facilement d'après ces résultats. On vérifie que θ est bien de la forme $\theta = C e^{W_a/kT}$ d'où la température d'activation W_a/k :

	θ_{min}.	θ_0 ($B_0 = 3,5$ gauss).	θ_0 ($B_0 = 56$ gauss).	θ_{max}.
$\frac{W_a}{k}$ (°K)	5 675	8 650	9 460	12 230

La variation de θ_0 en fonction du déplacement moyen de la paroi apparaît faible par rapport à l'étendue complète du spectre. Nous l'interprétons de la façon suivante : à l'état désaimanté, la paroi se trouve au moins partiellement dans une région perturbée du réseau, où la diffusion est plus rapide que dans du « bon cristal ». Dès que l'on enregistre des variations d'induction de l'ordre de 20 gauss, toutes les parois ont quitté la zone perturbée et les constantes de temps restent globalement invariables. Nous avons montré dans un précé-

dent travail [1] que toutes les parois se déplaçaient d'au moins leur propre épaisseur pour une variation d'induction égale à 2 000 gauss. Dans l'hypothèse des parois rigides, on en déduit que des déplacements mesurés pour



$B_0 = 20$ gauss sont au moins de l'ordre de 6 ou 7 distances interatomiques. Nous pensons que c'est l'ordre de grandeur du défaut de réseau qui fixe la paroi à l'état désaimanté.

Nos résultats sont à rapprocher de ceux de J.-L. Snoek ([2]). Sa méthode de détermination des constantes de temps concorde avec la nôtre dans la seule éventualité où la perméabilité initiale ne varie pas en fonction du champ de mesure. Le diagramme ci-joint montre que c'est pratiquement le cas pour des champs suffisamment faibles. Là où il trouvait une température d'activation $(W_a/k) = 8\,700°$ K, nous avons obtenu la valeur 8 650° K. L'accord est excellent. Nous interprétons en outre le fait que la constante de temps obtenue par traînage mécanique soit supérieure (9 200° K), car elle intéresse en moyenne une région moins perturbée du cristal.

En résumé, nos mesures confirment l'importance du traînage de diffusion provoqué par des traces de carbone dans du fer pur. Elles montrent que la dispersion des constantes de diffusion a très certainement une origine physique. Des résultats plus détaillés seront publiés ultérieurement.

(*) Séance du 25 février 1957.

([1]) P. Brissonneau, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 346.

([2]) *Physica*, **5**, 1938, p. 663.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *L'effet Hall dans les lames minces de bismuth.* Note (*) de MM. **Antoine Colombani** et **Pierre Huet**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Nous avons indiqué dans quelles conditions de préparation les propriétés électriques des lames minces de bismuth donnaient lieu à des phénomènes stables et reproductibles ([1]), ([2]). Nous présentons dans cette Note les premiers résultats expérimentaux concernant l'*action d'un champ magnétique sur ces couches : l'effet Hall*, obtenu dans le cas où le champ magnétique est perpendiculaire au courant et au plan de la lame (champ et courant continus).

Signalons d'abord, qu'*avant fusion des lames* de bismuth, l'effet Hall mesuré par la différence de potentiel entre sondes est faible, *rigoureusement proportionnel au champ et au courant. Mais pour des lames de même épaisseur il n'est jamais reproductible.*

Après recuit et fusion, l'effet Hall (mesuré à la température ambiante) est devenu important et parfaitement reproductible. Dans ces conditions, pour des champs allant jusqu'à 35 000 Oe et dans un domaine d'épaisseur compris entre 60 et 6 000 Å nous avons pu tracer les courbes reliant la *tension de Hall* U_H (en mV/mA) et la *constante de Hall* R_H (en cm^3/Cb) à l'épaisseur (*fig.* 1 et 2).

L'examen de ces courbes montre que dans des champs forts (de l'ordre de 30 000 Oe), la courbe de la tension de Hall en fonction de l'épaisseur se rapproche de l'hyperbole équilatère.

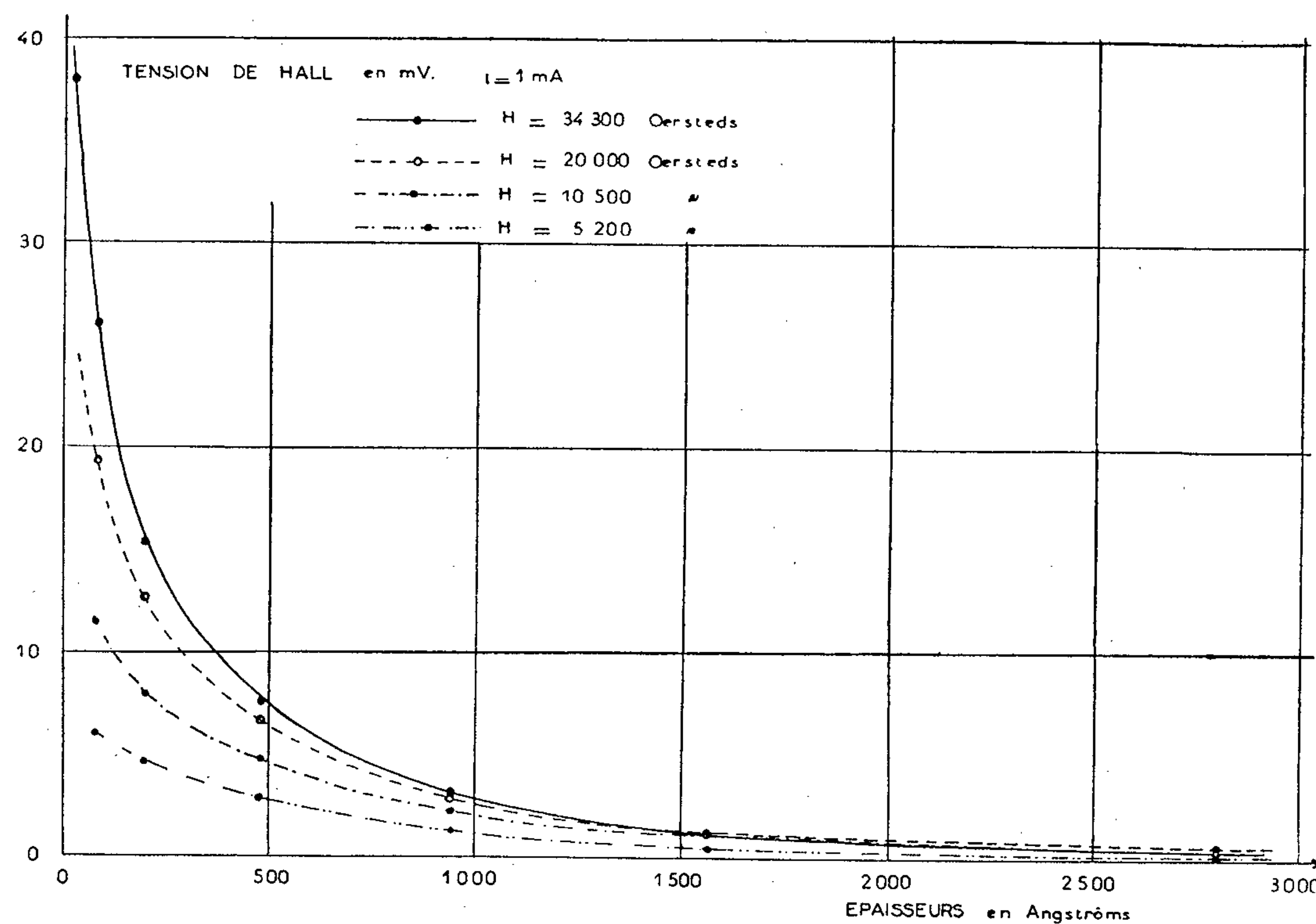


Fig. 1.

L'allure des courbes donnant le coefficient R_H présente, en fonction de l'épaisseur, une particularité intéressante : pour chaque valeur du champ

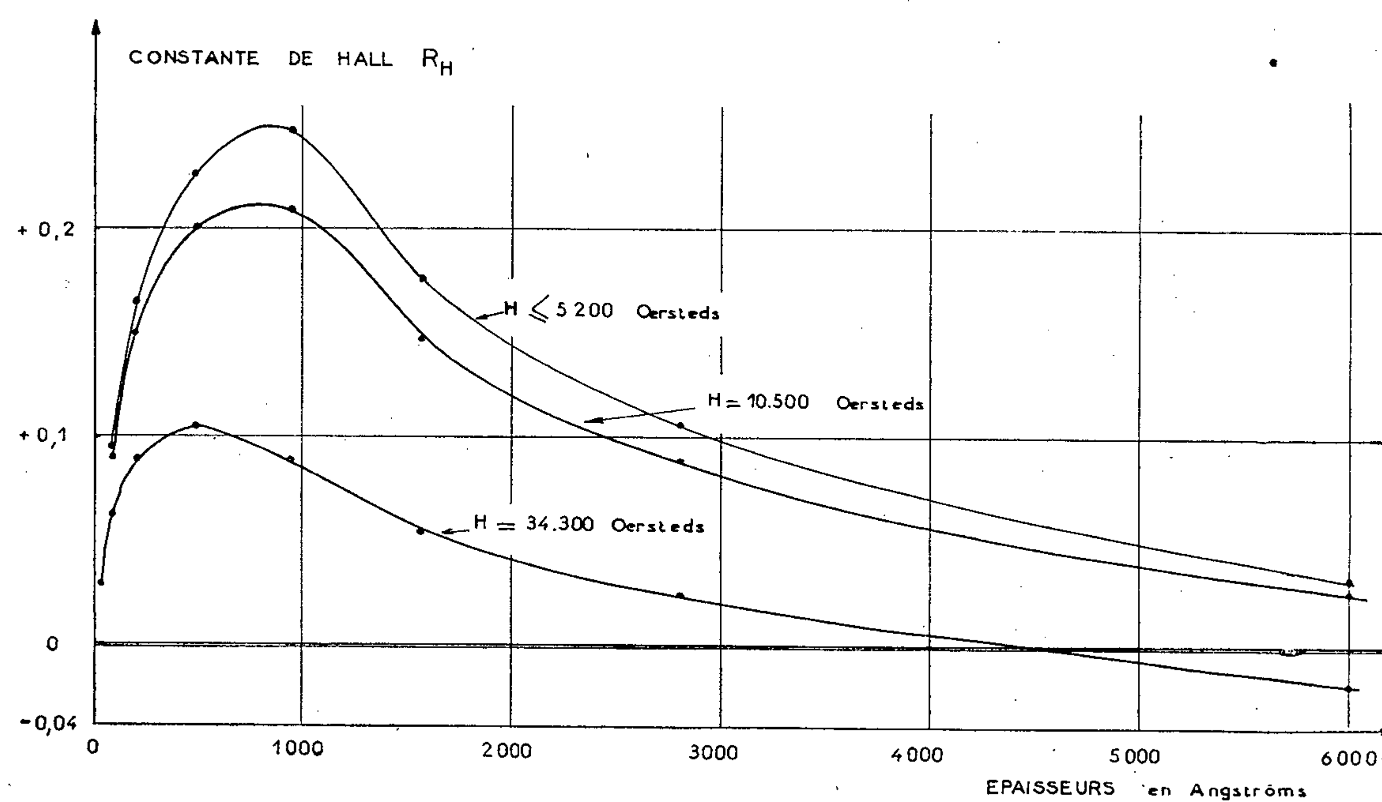


Fig. 2.

le coefficient R_H croît rapidement à partir des faibles épaisseurs, passe par un maximum et décroît. Le maximum de R_H est déplacé vers les faibles épaisseurs quand croît le champ magnétique. On constate également

que dans le domaine d'épaisseur inférieur à 200 Å (totalement semi-conducteur), la dérivée dR_{II}/de (e étant l'épaisseur) conserve sensiblement une même valeur finie et très grande quand le champ magnétique décroît.

Les tensions de Hall sont rigoureusement proportionnelles à l'intensité du courant quels que soient le champ magnétique et l'épaisseur de la lame. Leurs variations en fonction du champ pour différentes épaisseurs sont représentées par les figures 3 et 4. On observe d'abord une région de

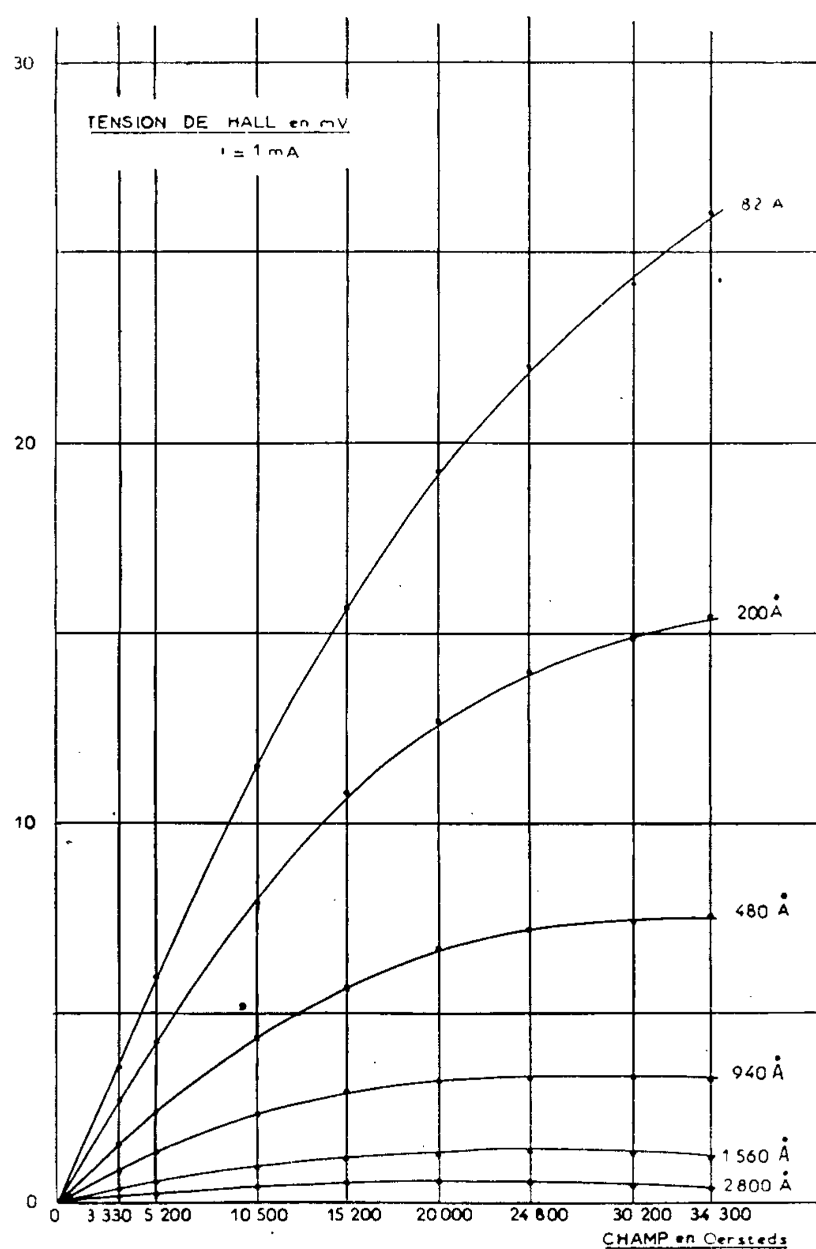


Fig. 3.

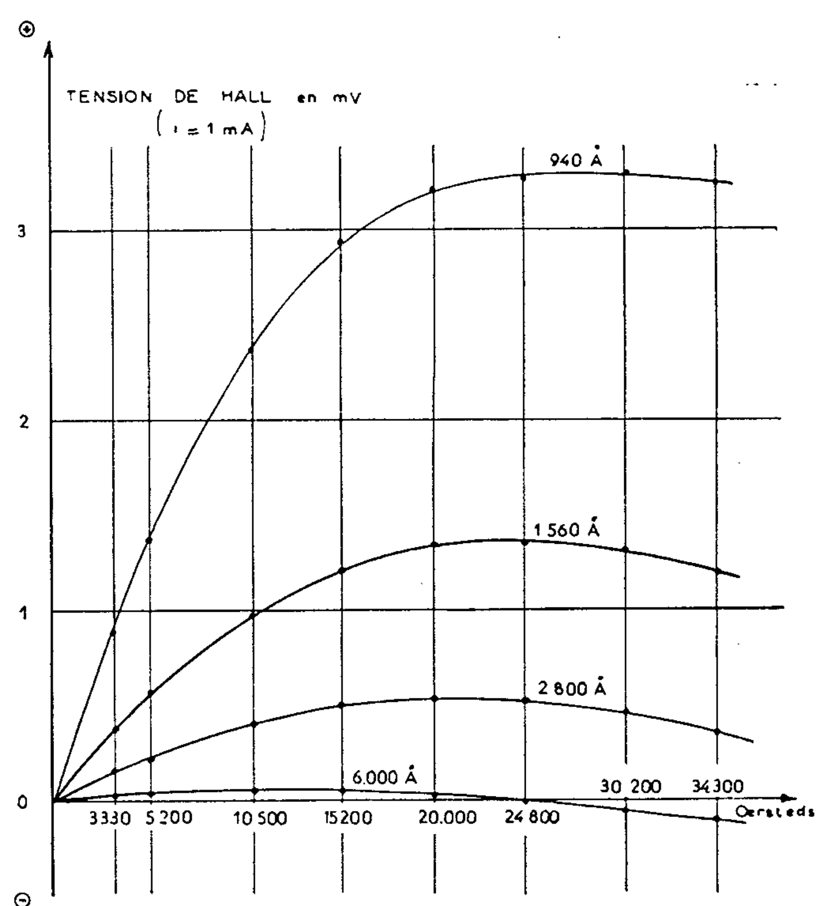


Fig. 4.

proportionnalité au champ jusqu'à 5 000 Oe environ. La croissance du champ jusqu'à 34 300 Oe fait apparaître un maximum qu'on peut mettre en évidence sur les courbes entre 480 et 6 000 Å. Ce maximum se déplace vers les champs faibles lorsque croît l'épaisseur. Des champs supérieurs à 35 000 Oe permettraient de mettre en évidence le même phénomène pour des épaisseurs inférieures à 480 Å.

Une inversion de la tension de Hall conduisant à un effet Hall négatif apparaît pour 4 500 Å dans un champ de 34 300 Oe et pour 6 000 Å dans un champ de 25 000 Oe. L'allure des courbes montre bien que l'inversion pourrait être obtenue pour toutes les épaisseurs dans un champ d'autant plus fort que les couches sont plus minces. La fusion, en faisant apparaître

un caractère métallique [1], [2], est responsable de cette inversion. Les courbes de tension de Hall en fonction du champ qui étaient des droites avant recuit, présentent après recuit une concavité négative puis un maximum et une inversion de signe. Ceci montre l'*apparition d'une conductibilité électronique se superposant à la conductibilité par trous* en finissant par prédominer à partir de l'inversion.

Enfin, signalons que dans une gamme d'épaisseurs comprise entre 4 000 et 8 000 Å, il est possible de recuire et de fondre les lames sans les placer au préalable entre couches d'oxyde de bismuth. L'allure des différentes courbes de Hall est alors *la même que précédemment*.

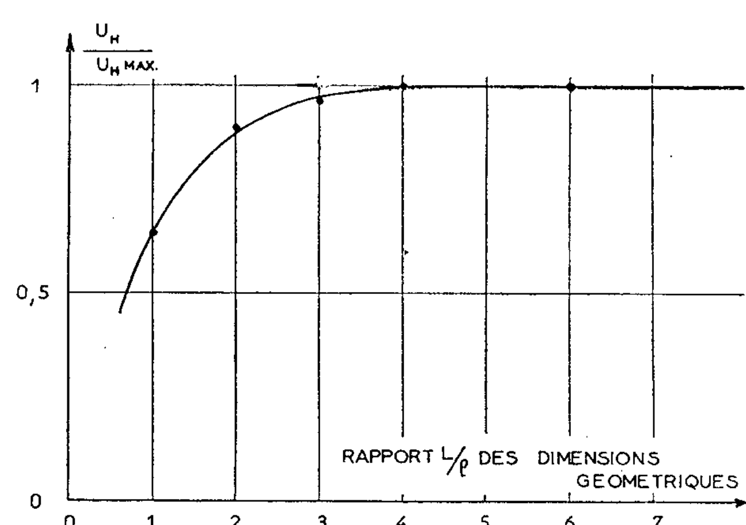


Fig. 5.

Signalons d'autre part que nous avons, pour nos mesures, utilisé des courants suffisamment faibles pour éliminer tout gradient de température susceptible de donner lieu à des phénomènes parasites; et que le rapport des dimensions longueur/largeur de nos couches a été étudié afin d'obtenir le maximum d'effet Hall. La valeur 3 que nous avons utilisée pour ce rapport nous a permis d'atteindre 96 % de la valeur théorique correspondant au conducteur infini (*fig.* 5).

(*) Séance du 25 février 1957.
(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 755.
(2) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 865.

OPTIQUE. — *Sur les facteurs de réflexion de lames minces d'argent préparées par vaporisation thermique lente*. Note de MM. **Marcel Perrot** et **Jean Tortosa**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Dans le domaine d'épaisseur pour lequel les lames d'argent sont lacunaires, les résultats obtenus sont très variables d'un auteur à l'autre. Les propriétés d'une lame d' « épaisseur équivalente » *e* donnée sont influencées par certains facteurs qui dépendent, les uns des conditions de préparation (θ, débit de la

projection; p, pression des gaz; N, nature et T, température du support, etc.) les autres, des conditions de l'expérience (t, temps d'évolution; C, champs extérieurs, etc.).

Si l'on désire déduire des propriétés étudiées certaines constantes physiques, il est indispensable de mesurer ces propriétés sous le meilleur vide possible et en tout cas de fixer de façon bien définie les conditions de préparation et de mesure.

Dans le cadre des expériences que nous poursuivons depuis plusieurs années ([1]), ([2]), ([3]), ([4]) et destinées à déterminer les variations des propriétés des lames minces sous l'influence des paramètres précités, nous résumons ici les résultats obtenus, dans certaines conditions, pour les facteurs de réflexion des lames très minces d'argent. Nous comparons ces résultats à ceux qui ont été obtenus par d'autres auteurs, dans d'autres conditions.

Conditions de préparation et d'étude des lames. — Utilisant une technique déjà décrite ([3]), ([4]), nous avons d'abord étudié sous vide, les variations du facteur de réflexion $\mathcal{R}'$, côté support de lames minces d'argent au cours de leur préparation par vaporisation thermique lente ($p = 5.10^{-6}$ mm Hg, $\theta = 20$ mμ/h, N support prismatique en verre nettoyé chimiquement; T, température ambiante).

Le métal à vaporiser est un échantillon à 99,9 % d'argent. Il est placé dans un creuset de silice chauffé extérieurement par un enroulement en fil de tungstène. L'ensemble est disposé dans une autre enveloppe de silice destinée à diminuer les pertes par rayonnement; un diaphragme placé au-dessus du creuset protège la lame support de ce rayonnement. On obtient un débit θ déterminé en maintenant constante la puissance électrique dissipée dans le fil de tungstène. On contrôle de plus la stabilité de la température du creuset en recevant une partie de la lumière émise sur une cellule photoélectrique.

Le jet moléculaire est effectué à une température peu supérieure au point de fusion de l'argent. On fait d'abord vaporiser l'argent, pendant 1 h sur un cache placé sous la lame prismatique. Ceci permet d'éliminer les impuretés provenant du début de la projection et de fixer θ à la valeur désirée.

Une lamelle couvre-objet de microscope est placée le plus près possible de la lame prismatique. Une étude préalable indique comment varient les épaisseurs du film métallique dans la région occupée par la lamelle couvre-objet et la lame prismatique. Le creuset qui se trouve à 22 cm au-dessous des lames est disposé de telle sorte que les films métalliques déposés sur la lamelle couvre-objet et la lame prismatique aient la même épaisseur moyenne. Les « épaisseurs équivalentes » de métal déposé sont fonction linéaire du temps. On les déduit à chaque instant de l'épaisseur finale de la lamelle couvre-objet en prenant pour densité celle du métal à l'état massif. Les facteurs de réflexion sont mesurés en fonction du temps pendant la projection, pour trois radiations du mercure (4358, 5461 et 5780 Å). Après l'arrêt de la vaporisation nous avons

mesuré l'évolution du facteur de réflexion $\mathcal{R}'$ en fonction du temps et pour différentes pressions ($p = 5 \cdot 10^{-6}$, $5 \cdot 10^{-3}$ et 760 mm Hg).

Résultats. — La figure 1 donne $\mathcal{R}' = f(e)$ pour les longueurs d'onde utilisées, dans un domaine d'épaisseur compris entre 0 et 22 mμ. Diverses expériences effectuées dans les mêmes conditions mais pour des épaisseurs finales plus faibles ont fourni des courbes très sensiblement superposables. L'évolution de

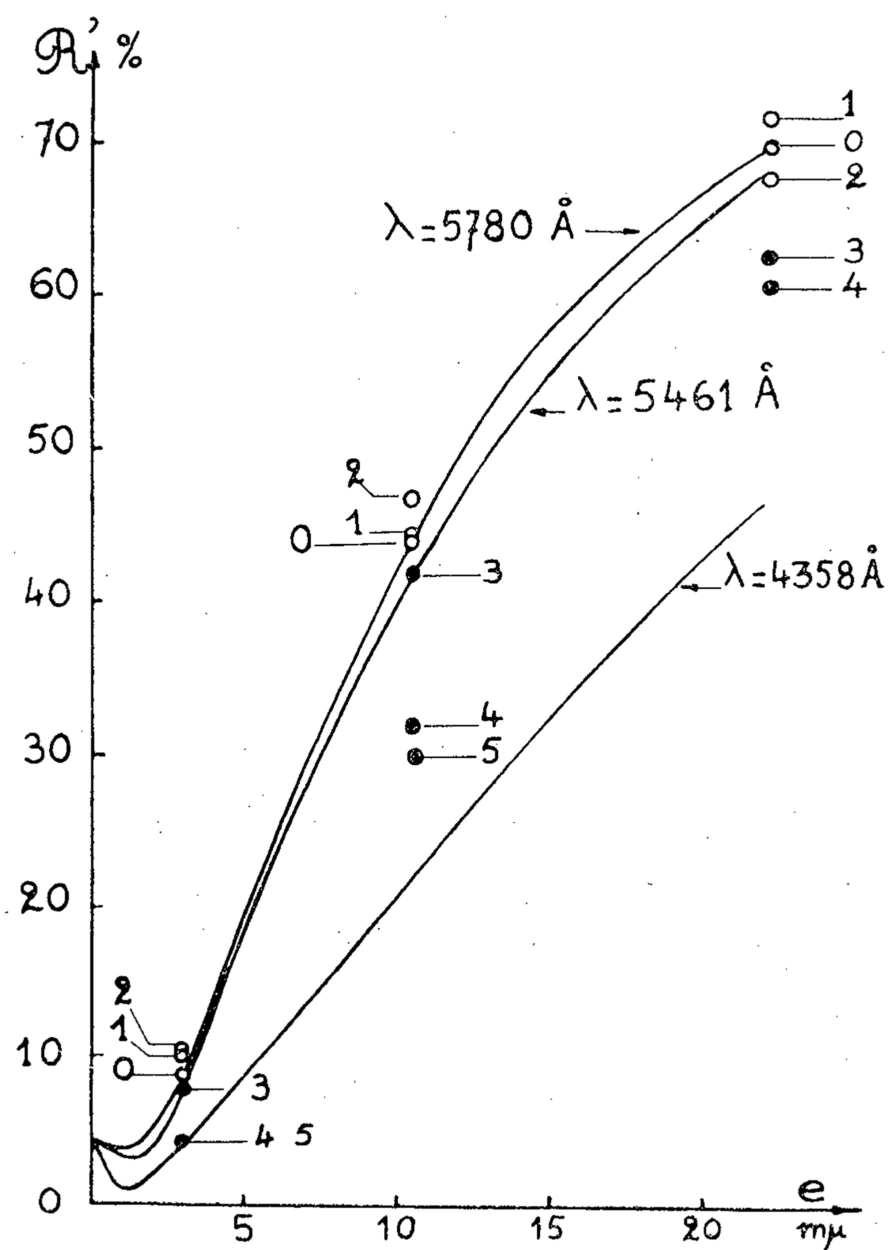


Fig. 1.

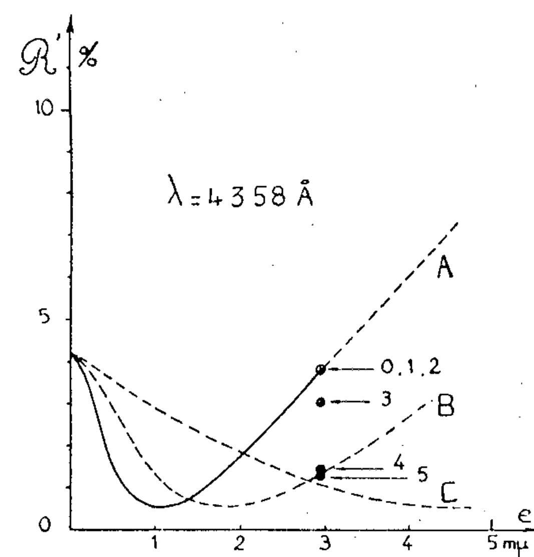


Fig. 2.

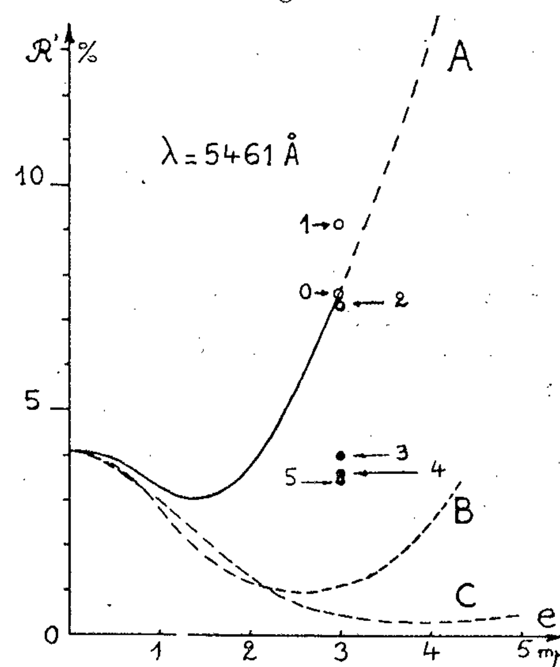


Fig. 3.

la lame sous vide ($p = 5 \cdot 10^{-6}$ mm Hg) a été observée depuis l'arrêt de la projection (points 0) jusqu'à ce que la lame prenne une valeur pratiquement constante (40 mn : points 1). Les points 2 correspondent à la valeur limite atteinte par $\mathcal{R}'$ sous une pression de $5 \cdot 10^{-3}$ mm/Hg ($t = 1$ h). La lame est ensuite placée sous une pression de 760 mm/Hg et $\mathcal{R}'$ mesuré en fonction du temps (2 h : points 3; 48 h : points 4; 72 h : points 5). Ces observations qui ont été faites pour les trois longueurs d'onde ne sont représentées que pour $\lambda = 5780$ Å, et les épaisseurs finales 3, 18 et 22 mμ.

Les figures 2 et 3 se rapportent à $\mathcal{R}' = f(e)$ pour $\lambda = 4358$ et 5461 Å. La courbe A est relative à une de nos expériences pour laquelle l'épaisseur finale est de 3 mμ. Les autres courbes se rapportent à des mesures effectuées dans l'air à température ordinaire sur des lames thermiques d'argent, préparées

par d'autres auteurs, dans des conditions différentes [courbe B : J. Trompette (5), $p = 10^{-5}$ mm Hg, $\theta = 2$ mμ/mn, N = quartz; courbe C : R. C. Faust (6), $p = 5.10^{-5}$ mm Hg, N = quartz, $\lambda = 4500$ Å].

Conclusion. — Dès le début de leur formation, sous vide, les lames minces évoluent à la fois par vieillissement spontané (réarrangement cristallin) et par adsorption des gaz (1). On sait que l'adsorption des gaz par les surfaces est d'autant moins importante que la pression est plus faible. En ce qui concerne les dépôts métalliques très minces, elle dépend beaucoup de l'état de propreté et de dégazage du support.

Des expériences du genre de celles que nous venons de décrire, on peut déduire que si l'on veut utilement confronter l'expérience à la théorie, il est indispensable :

1° de mesurer les facteurs optiques sous les pressions les plus basses possibles;

2° de laisser stabiliser les lames sous vide sur des supports très propres et bien dégazés.

Si l'on opère par projection thermique lente il faudra utiliser un débit θ le plus faible possible [une excellente méthode consiste encore à préparer à la fois des lames d'épaisseurs différentes (5)].

Nous pensons, en tous cas, que les pointés effectués dans l'air en fonction du temps correspondent, en partie, à une évolution chimique de la lame, d'autant plus importante que l'épaisseur est plus faible.

Les conditions ci-dessus étant satisfaites on pourra alors essayer de déduire de l'expérience certaines constantes physiques et rechercher les raisons pour lesquelles les résultats peuvent encore varier avec d'autres paramètres, tels que θ, influençant la structure de la lame.

(1) M. PERROT, *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1629.
(2) M. PERROT et S. ARCAIX, *Comptes rendus*, **229**, 1949, p. 1139.
(3) M. PERROT et J. P. DAVID, *J. Phys. Rad.*, **17**, 1956, p. 194.
(4) J. TORTOSA, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 2031.
(5) J. TROMPETTE, *J. Phys. Rad.*, **17**, 1956, p. 124.
(6) R. C. FAUST, *Phil. Mag.*, **41**, 1950, p. 1238.

SPECTROSCOPIE. — *Sur le spectre d'absorption de l'azote dans l'ultraviolet extrême.* Note (*) de M^lle **NICOLE ASTOIN** et M^me **JANINE GRANIER**, présentée par M. Eugène Darmois.

Le spectre d'absorption de l'azote gazeux a été étudié entre 150 et 1000 Å. On observe plusieurs spectres continus qui peuvent être attribués les uns à une ionisation, les autres à une dissociation.

La connaissance du spectre d'absorption de l'azote dans l'ultraviolet

extrême est particulièrement importante pour la compréhension des phénomènes physicochimiques des couches supérieures de l'atmosphère; aussi a-t-il déjà fait l'objet d'un certain nombre de travaux dans le domaine des longueurs d'onde inférieures à 1000 Å ([1]), ([2]), ([3]), ([4]).

Du point de vue quantitatif les premières mesures ont été faites par G.-L. Weissler, Po Lee et E.-I. Mohr ([5]) entre 1300 et 300 Å. Ces auteurs ont mis en évidence les absorptions continues dues aux deux premières ionisations, auxquelles se superposent des bandes non classées, particulièrement intenses vers 800 Å. K.-C. Clark ([6]) a donné les valeurs du coefficient d'absorption pour quelques longueurs d'onde entre 860 et 1026 Å et à 584 Å. J.-P. Curtis ([7]), utilisant une source continue, type Lyman, a fait des mesures entre 1000 et 150 Å.

Nous avons étudié le spectre d'absorption de N_2, dans des conditions expérimentales analogues à celles précédemment décrites ([8]). L'azote utilisé était de l'azote R contenant comme impuretés 6 p. p. m. de O_2 et 3 p. p. m. d'eau; nous le faisions passer dans un piège à azote liquide avant de l'admettre dans le spectrographe sous une pression de 2 à 6.10^{-2} mm Hg.

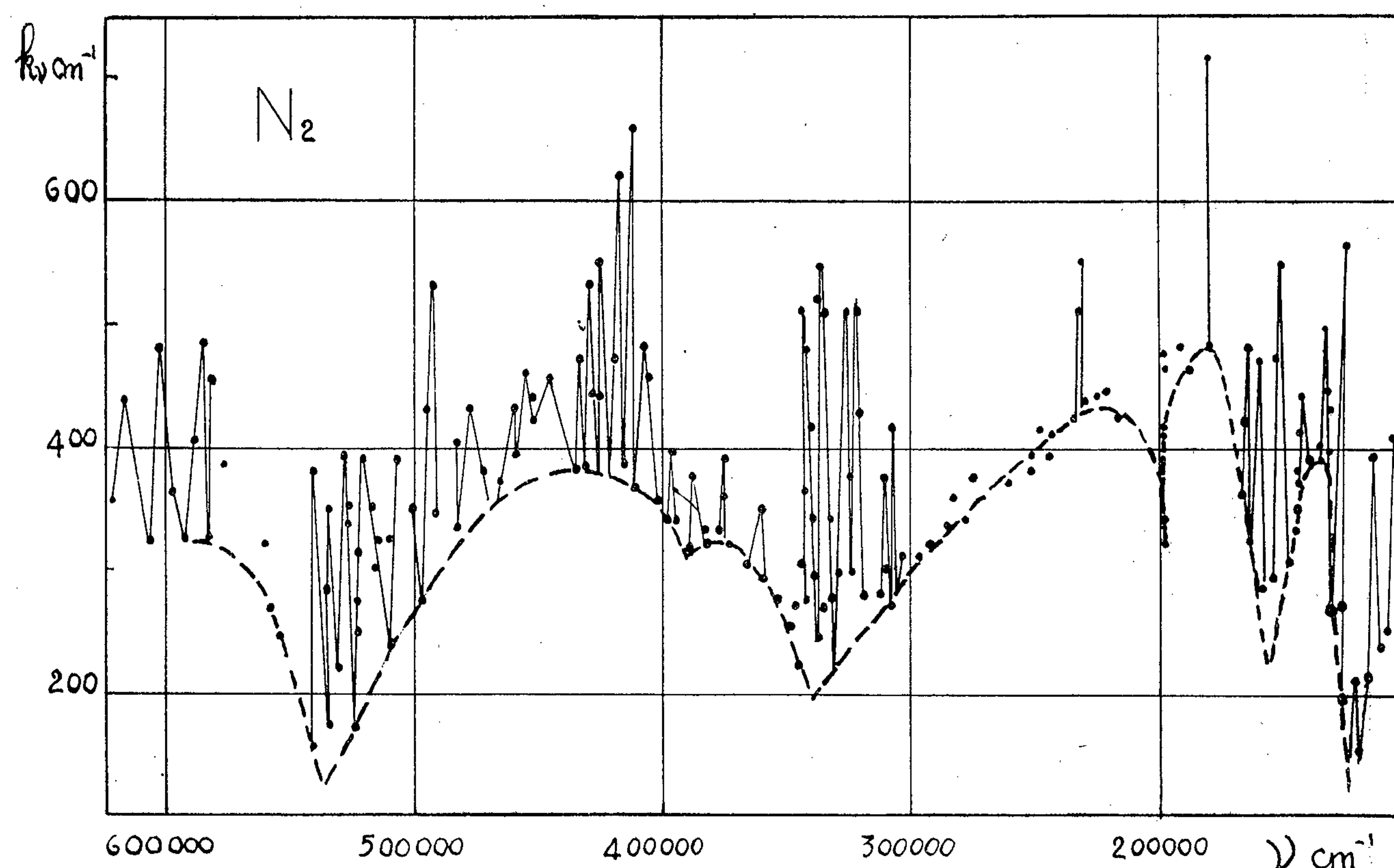


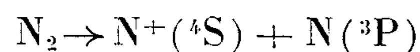
Fig. 1.

L'ensemble du spectre est représenté sur la figure 1, où l'on a porté k_ν en fonction de ν; le trait joignant les points de plus faible absorption donne, en première approximation, l'absorption continue; en raison de l'imprécision sur la détermination des pressions l'erreur maximum sur la valeur absolue des coefficients est évaluée à ± 20 %, celle sur les valeurs relatives étant beaucoup plus faible.

L'absorption continue qui débute à 127 000 cm^{-1} (15,7 eV) correspond au premier potentiel d'ionisation de la molécule, trouvé à 15,6 eV à partir de séries de Rydberg [2], [3] et entre 15,65 et 15,8 eV dans les expériences par impacts d'électrons [9].

La discontinuité à 152 000 cm^{-1} (18,9 eV) est due au passage par le second potentiel d'ionisation que l'étude des séries de Rydberg situe à 18,6 eV [1], [3].

Nous observons une seconde discontinuité vers 197 000 cm^{-1} soit 24,5 eV. La dissociation



$$N_2 \rightarrow N^+(^4S) + N(^3P)$$

si l'on adopte pour l'énergie de dissociation de N_2 la valeur 9,8 eV, met en jeu une énergie de 24,3 eV et peut donc rendre compte de cette absorption ; différents auteurs [9], [10] signalent du reste l'apparition d'ions N^+ à 24,5, 24,27 et 24,3 eV ; mais cette discontinuité peut être également attribuée à une ionisation, l'état $C^2\Sigma^+$ de N_2^+ se trouvant à 23,6 eV [4].

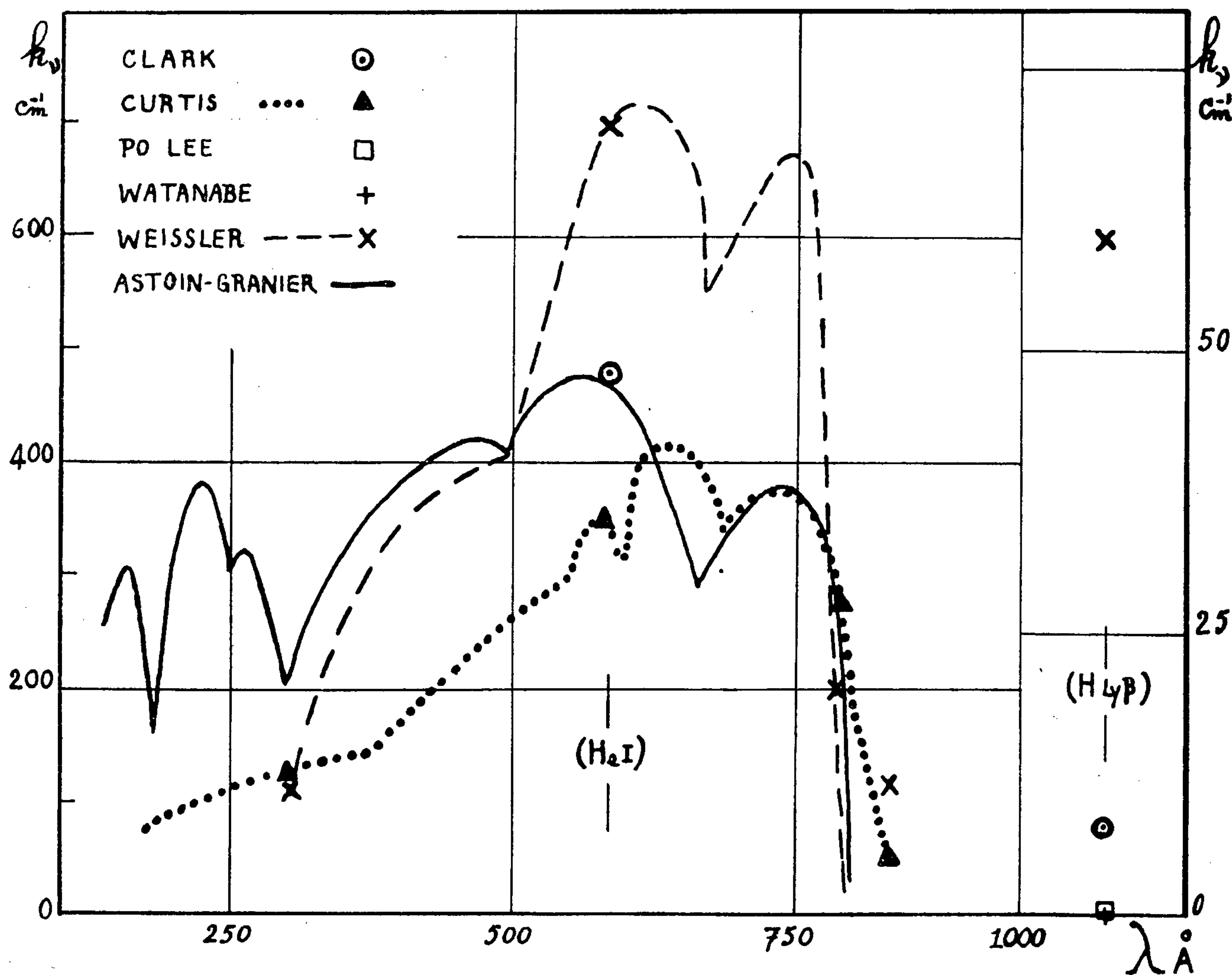
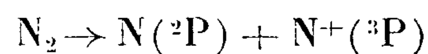


Fig. 2.

L'absorption continue qui commence à 340 000 cm^{-1} (42 eV) peut être attribuée à la dissociation

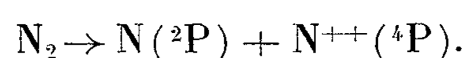


$$N_2 \rightarrow N(^2P) + N^+(^3P)$$

qui demande une énergie de 41,3 eV. Nous devons pourtant signaler que Vaughan ([10]) émet l'hypothèse de la formation d'ions N_2^{++} à 40 ± 1 eV.

Une discontinuité peu accentuée à 390 000 cm⁻¹ (48,5 eV) correspond probablement à la formation d'ions N_2^{++}, ceux-ci ayant été mis en évidence à 47 ± 1 eV ou 49,5 ± 1 eV selon les auteurs ([9]), ([10]).

Enfin une dernière absorption continue débute vers 530 000 cm⁻¹ (66 eV). Hagstrum et Tate ([9]) voient apparaître des ions N^{++} à 64 ± 2 eV ; le processus mis en jeu dans l'absorption est probablement :



$$N_2 \rightarrow N(^2P) + N^{++}(^4P).$$

Sur la figure 2 nous avons porté à titre de comparaison les résultats publiés par quelques auteurs ([5]), ([6]), ([7]), ([11]), ([12]) et nous-mêmes pour l'absorption continue seule. La courbe obtenue par Weissler a, dans la région commune, sensiblement la même allure que la nôtre, mais avec des valeurs nettement plus élevées pour les longueurs d'onde supérieures à 500 Å. Les valeurs de Curtis, au contraire, du même ordre de grandeur que les nôtres vers les grandes longueurs d'onde, sont beaucoup plus faibles à partir de 600 Å. Les valeurs données par Clark pour l'absorption par N_2 des raies 584,4 Å de HeI et 1025 Å de HI et par Po Lee ou Watanabe pour cette dernière raie, communes à leurs spectres d'émission et à celui de Weissler, sont beaucoup plus faibles que celles données par ce dernier. En fait, il est très difficile de comparer des résultats obtenus par des méthodes expérimentales différentes, l'existence de bandes diffuses, des effets de pression, la largeur de la fente dans les dispositifs monochromateurs à récepteurs photoélectriques, etc., pouvant amener de grandes variations dans les résultats sans qu'il soit possible de déterminer avec précision une correction.

(*) Séance du 25 février 1957.

([1]) J. J. Hopfield, *Phys. Rev.*, 36, 1930, p. 789.

([2]) R. E. Worley et F. A. Jenkins, *Phys. Rev.*, 54, 1938, p. 305.

([3]) Y. Tanaka et T. Takamine, *Sc. Pap. I. P. C. R.*, 39, 1942, p. 423.

([4]) R. B. Setlow, *Phys. Rev.*, 74, 1948, p. 153.

([5]) *J. Opt. Soc.*, 42, 1952, p. 84.

([6]) *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 271.

([7]) *Phys. Rev.*, 94, 1954, p. 908.

([8]) N. Astoin et J. Granier, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1736.

([9]) H. D. Hagstrum et J. T. Tate, *Phys. Rev.*, 59, 1941, p. 354.

([10]) A. L. Vaughan, *Phys. Rev.*, 38, 1931, p. 1687.

([11]) Po Lee, *J. Opt. Soc.*, 45, 1955, p. 703.

([12]) K. Watanabe et F. F. Marmo, *J. Chem. Phys*,, 25, 1956, p. 965.

DIFFUSION RAYLEIGH. — *Étude de la diffusion Rayleigh par la benzophénone surfondue.* Note (*) de M[lles] **Lucienne Taurel** et **Bernadette Launay**, présentée par M. Jean Cabannes.

La diffusion Rayleigh par la benzophénone surfondue a déjà été étudiée par W. T. Richards et P. M. Harris ([1]). Les conclusions de ces auteurs sont qu'on n'observe aucune variation d'intensité de la lumière diffusée entre 14 et 50° C; les résultats ne dépendraient pas du cristal à partir duquel on réalise le liquide.

Nous nous proposons de montrer que les faits sont plus complexes. Nous rappellerons qu'à l'état cristallisé la benzophénone peut exister sous deux formes cristallographiquement connues : 1 ou α (F 48°C); 3 ou β(F 28°C). Il existerait d'autre part, une forme 2 obtenue en refroidissant le liquide surfondu de —30 à —70° C. Cette forme se transformerait en 1 par chauffage à 45° C.

Afin d'obtenir un produit aussi pur que possible, nous avons commencé par réaliser un monocristal de la forme α, et nous avons distillé plusieurs fois dans un ballon de Daure le produit obtenu. On obtient alors un liquide exempt de poussières qui reste facilement surfondu.

Nous avons étudié la diffusion de la lumière par ce liquide en opérant en lumière polarisée pour les longueurs d'onde : 5 780, 5 460, 4 358 Å. Nous avons comparé les flux lumineux diffusés au flux total Φ_B diffusé par un même volume de benzène maintenu à 14°C. Les flux diffusés par la benzophénone sont affectés de deux indices : le premier caractérise le vecteur lumineux incident; le second le vecteur lumineux diffusé (I représente un vecteur lumineux perpendiculaire au plan de diffusion, *i* un vecteur situé dans le plan de diffusion).

Dans certains cas, les quatre composantes de la lumière diffusée suivent la loi « en $(1/\lambda)^4$ ». Dans d'autres cas, la composante Φ_{II} s'en écarte fortement; la composante Φ_{ii} est alors plus importante que $\Phi_{Ii} = \Phi_{iI}$. Ces deux faits caractérisent l'existence dans le liquide de grosses particules dont l'indice diffère de celui du liquide. Nous avons pu établir les faits suivants :

1° Quelle que soit son origine, le liquide obtenu chauffé assez longtemps à 53° C, fournit des associations moléculaires qui diffusent en $1/\lambda^4$; l'intensité de la lumière diffusée est alors constante entre 14 et 53° C; les valeurs relatives des flux lumineux diffusés sont indiquées dans le tableau :

Rapport entre les flux lumineux diffusés par la benzophénone (préalablement chauffée à 53° C) et le benzène.

λ (Å).....	5 780.	5 460.	4 358.
$\frac{\Phi_{II}}{\Phi_B}$	1,23 ± 0,02	1,23 ± 0,02	1,23 ± 0,02
$\frac{\Phi_{II}}{\Phi_B} = \frac{\Phi_{Ii}}{\Phi_B} = \frac{\Phi_{ii}}{\Phi_B}$	0,54 ± 0,02	0,55 ± 0,02	0,57 ± 0,02

Lorsque les conditions précédentes ont été réalisées (ce sont vraisemblablement celles dans lesquelles Richards et Harris se sont placés), il est nécessaire de refroidir au moins à — 30° C le liquide pour le faire cristalliser. On obtient alors la forme 2 qui se transforme en α par chauffage à 45° C.

2° Lorsque le liquide est obtenu par fusion de la forme β et qu'on se place à quelques degrés au-dessus du point de fusion du cristal (F 28° C) on obtient de gros édifices, que nous appellerons B. Ces édifices subsistent quelques heures lorsqu'on refroidit le liquide à 14° C, puis ils disparaissent partiellement au cours du temps; il en est de même lorsque le liquide est porté à une température comprise entre 28 et 48° C; la disparition est totale au-dessus de 48° C.

Un tel liquide, porté à une température comprise entre 28 et 48° C, fournit par refroidissement énergique un mélange de formes β et 2. Lorsqu'il est porté à une température supérieure à 48° C, il fournit uniquement la forme 2, comme nous l'avons vu antérieurement.

3° Lorsque le liquide est obtenu par fusion de la forme α et porté à une température très voisine du point de fusion du cristal (F 48° C), on obtient encore de gros édifices que nous appellerons A. La surfusion du liquide est alors faible; il cristallise dès qu'on le refroidit légèrement au-dessous de 48° C, en fournissant la forme α.

Lorsque le liquide est porté à 53° C les édifices A disparaissent et l'on est ramené au cas examiné en 1.

4° Le liquide obtenu par distillation contient des édifices B.

Des mesures de variation d'intensité de la lumière diffusée en fonction de l'angle de diffusion doivent permettre d'obtenir l'ordre de grandeur des édifices qui se forment lors des phénomènes précédents.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) *J. Amer. Chem. Soc.*, 54, 1932, p. 3 799-3810.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Diffusion dans la source et corrélations angulaires.* Note (*) de M. **Jean Berthier**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nons étudions dans cette Note l'importance de deux effets produits sur les corrélations angulaires γ-γ, soit par l'absorption proprement dite, soit par la diffusion, dans la source elle-même.

Premier effet : Atténuation ou absorption proprement dite. — Nous supposons la source parfaitement centrée et symétrique autour de l'axe de rotation. Le détecteur mobile enregistre le même nombre de γ dans toutes les directions. L'absorption dans la source des couples de rayons γ en coïncidence diffère suivant leur angle. Le centre de gravité des couples de rayons γ se déplace à l'intérieur de la source lorsque l'angle défini par les deux détecteurs varie. Dans

le cas de la cascade du ^{60}Ni (1,17 — 1,33 MeV). on montre facilement que cet effet introduit une erreur inférieure au millième si le rayon de la source de cobalt est inférieur à 1,5 mm.

Deuxième effet : diffusion dans la source. — Certains γ réellement en coïncidence, mais faisant entre eux à l'émission un angle θ' différent de l'angle θ d'observation peuvent cependant être enregistrés simultanément par suite de la diffusion dans la source. On va donc calculer la correction qu'il faut apporter au rapport.

$$Y_{exp}(180^\circ) = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)} = \frac{CV_{exp}(180^\circ) - CV_{exp}(90^\circ)}{CV_{exp}(90^\circ)}.$$

Nous ferons certaines hypothèses simplificatrices :

1° Source sphérique (rayon r);

2° Tous les γ seront supposés partir du centre de la sphère et avoir dans une direction quelconque $\bar{l}$ cm de matière à traverser, $\bar{l}$ étant l'épaisseur moyenne traversée par les γ partant dans une direction déterminée depuis les différents points de la sphère. On montre facilement que $\bar{l} = 3r/4$ (r en cm);

3° Les énergies des deux γ seront supposées égales à leur valeur moyenne : 1,25 MeV;

4° Nous n'envisageons que le cas d'une seule diffusion.

Notre dispositif de coïncidences était très simple : une seule voie rapide, $\tau = 2,26.10^{-8}$ s, les coïncidences étant réalisées à la sortie de l'électrode collectrice des photomultiplicateurs par un sélecteur à diodes au germanium. Les détecteurs, sensibles aux deux γ, étaient protégés contre les β par 2 mm de Pb. Aussi dans les calculs qui vont suivre, avons-nous tenu compte non seulement de l'efficacité variable des cristaux pour les γ diffusés, mais également de leur absorption variable dans le Pb.

Théoriquement quatre sortes de coïncidences peuvent être enregistrées :

Coïncidences CV(1) entre γ et γ', tous deux non diffusés;
« CV(2) entre γ diffusé et γ' non diffusé;
« CV(3) entre γ non diffusé et γ' diffusé;
« CV(4) entre γ et γ', tous deux diffusés.

On voit facilement que CV(4) est négligeable et que dans notre hypothèse $(E_\gamma = E_{\gamma'})$: CV(2) = CV(3).

De plus,

$$CV(1) = 2N\left(\frac{\Omega}{4\pi}\right)^2 (1-P)^2 \varepsilon_0^2 W(\theta) e^{-2\mu_0 x},$$

où

N, nombre de désintégrations par seconde;
P, probabilité totale pour un γ d'être diffusé dans une direction quelconque;
ε_0, probabilité pour un γ non diffusé d'être enregistré;
μ_0, coefficient linéaire d'absorption dans le plomb relatif aux γ non diffusés.

De même

$$CV(2) = 2N\left(\frac{\Omega}{4\pi}\right)^2 (1-P)\,\varepsilon_0\,\frac{3}{4}\,r\rho\,e^{-\mu_0 x}\int W(\alpha)\,f(\beta)\,\varepsilon(\beta)\,e^{-\mu_\beta x}\,d\Omega\,(\alpha, \varphi),$$

où

α et φ sont la colatitude et l'azimuth par rapport à la direction Oz du détecteur fixe, de la direction initiale du γ;

β, angle de diffusion;

$f(\beta)$, la section efficace différentielle Compton par unité d'angle solide;

$\varepsilon(\beta)$, efficacité du cristal pour un γ d'énergie $E(\beta)$;

$\mu(\beta)$, coefficient linéaire d'absorption dans le plomb pour un tel γ.

$W(\theta)$ et $W(\alpha)$ sont les fonctions de corrélation telles que

$$\int W(\theta)\frac{d\Omega}{4\pi} = \int W(\alpha)\frac{d\Omega}{4\pi} = 1.$$

On utilise habituellement la fonction de corrélation suivante :

$$W_{Cl}(\theta) = 1 + a_2\cos^2\theta + a_4\cos^4\theta = \lambda W(\theta) \qquad \text{où } \lambda = 1,05 \text{ pour le } {}^{60}\text{Ni}.$$

Dès lors, si nous supposons que $\varepsilon(\beta)/\varepsilon_0 = \sigma_T(\beta)/[\sigma_T(1,25\text{ MeV})]$ c'est-à-dire que les efficacités des cristaux sont proportionnelles aux sections efficaces totales d'absorption des cristaux de NaI, nous obtenons pour les coïncidences totales enregistrées :

$$\underset{\text{total}}{CV}(\theta) = 2N\left(\frac{\Omega}{4\pi}\right)^2 (1-P)^2\,e^{-2\mu_0 x}\,\frac{\varepsilon_0}{\lambda}\left[W_{Cl}(\theta) + \frac{3r\rho}{2(1-P)}\,\frac{e^{\mu_0 x}}{\sigma_T(1,25)}\,I(\theta)\right]$$

avec

$$I(\theta) = \int W_C(\alpha)\,f(\beta)\,\sigma_T(\beta)\,e^{-\mu_\beta x}\sin\alpha\,d\alpha\,d\varphi.$$

On en déduit alors

$$Y_{th}(180^\circ) = Y_{exp}(180^\circ)[1 + KI(90^\circ)] - K[I(180^\circ) - I(90^\circ)]$$

où

$$K = \frac{3r}{2}\,\frac{\rho}{1-P}\,\frac{e^{\mu_0 x}}{\sigma_T(1,25\text{ MeV})} = \frac{2,29\,r}{1-0,347\,r}\,10^{23},$$

r étant le rayon de la source en centimètres.

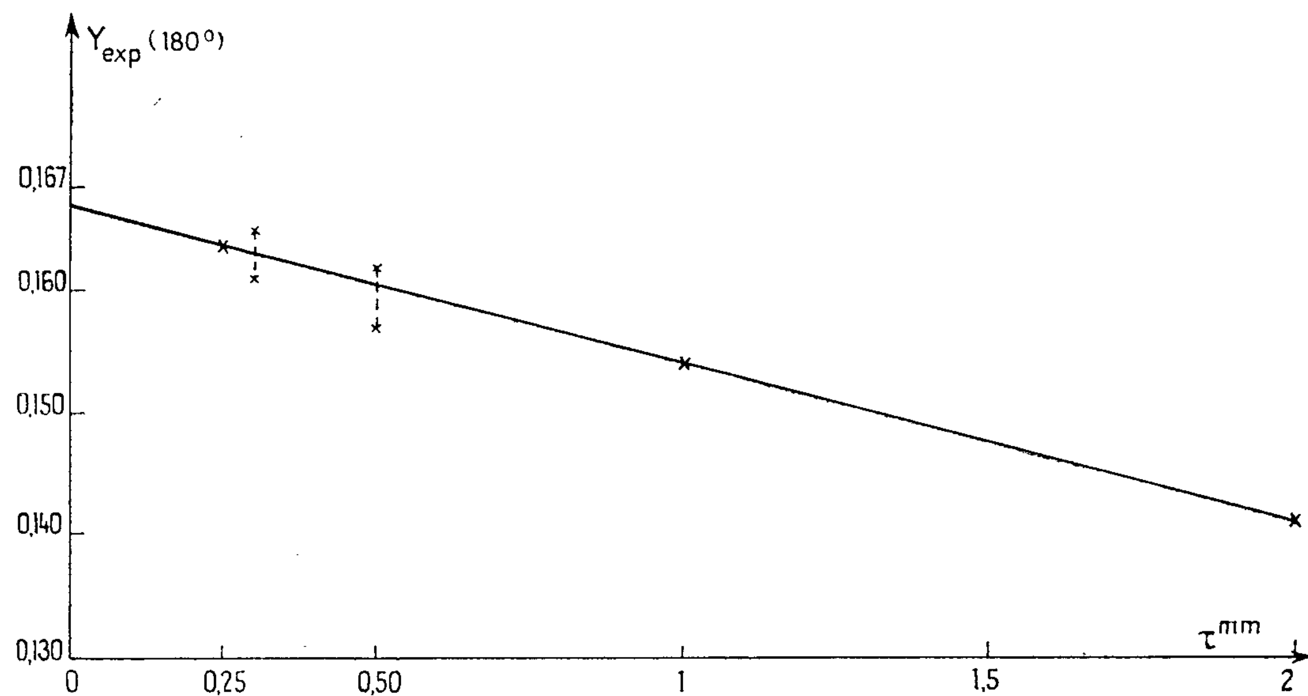
Une fois calculées graphiquement les intégrales $I(180^\circ)$ et $I(90^\circ)$, on obtient

$$Y_{th}(180) = Y_{exp}(180)\left[1 + \frac{0,942\,r}{1-0,347\,r}\right] - \frac{0,0165\,r}{1-0,347\,r}.$$

Dès lors :

pour $r = 0,25$ mm :	$Y_{th} = Y_{exp}[1 + 0,024] - 0,0004$	et	$Y_{exp}(180^\circ) = 0,1631$;
» $r = 0,50$ mm :	$Y_{th} = Y_{exp}[1 + 0,048] - 0,0008$	et	$Y_{exp}(180^\circ) = 0,1603$;
» $r = 1$ mm :	$Y_{th} = Y_{exp}[1 + 0,098] - 0,0017$	et	$Y_{exp}(180^\circ) = 0.1535$;
» $r = 2$ mm :	$Y_{th} = Y_{exp}[1 + 0,202] - 0,0035$	et	$Y_{exp}(180^\circ) = 0,1418$.

La figure ci-dessous donne les variations de $Y_{exp}(180°)$ en fonction du rayon de la source.



Nous avons vérifié expérimentalement ces formules par deux séries d'expériences :

1° $r = 0,30$ mm. — $Y_{exp}(180°) = 0,1632$; précision statistique sur $W(180°)$ $1,5$ ‰ alors

$$Y_{th}(180°) = 0,1673, \quad \text{et} \quad 1,1657 < W(180°) < 1,1689.$$

2° $r = 0,5$ mm. — $Y_{exp}(180°) = 0,159$; précision statistique sur $W(180°)$ $1,9$ ‰ alors

$$Y_{th}(180°) = 0,1658 \quad \text{et} \quad 1,1636 < W(180°) < 1,168.$$

On voit donc que, dès que l'on a une source dont le rayon est supérieur à 3/10e de millimètre, il est important de tenir compte de cet effet de diffusion dans la source elle-même.

(*) Séance du 25 février 1957.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Détermination de l'énergie disponible pour la désintégration* β^+ *de l'isomère à vie longue du technétium* 95. Note (*) de Mmes **Christiane Lévi** et **Lily Papineau**, présentée par M. Francis Perrin.

Le seuil ^{95}Mo (p, n) ^{95}Tc a été redéterminé et trouvé égal à $2,47 \pm 0,03$ MeV ce qui correspond à une énergie disponible pour les β^+ de ^{95}Tc (60 j) de 710 ± 30 keV. Un seuil observé à $3,19 \pm 0,03$ MeV correspond à un niveau excité de ^{95}Tc.

Le schéma admis pour la désintégration de ^{95}Tc (60 j) est celui de la figure 1 ([1]). Cette désintégration présente un faible embranchement β^+ attribué à une transition entre l'état isomère de ^{95}Tc (p 1/2) et l'état fondamental

de ^{95}Mo (d 5/2); cette dernière valeur de spin a été mesurée. On serait donc en présence d'une transition $\Delta I = 2$ oui.

L'énergie maximum des β^+ a été mesurée à la chambre de Wilson par Halter et trouvée égale à 400 keV ([1]). D'autre part, plusieurs auteurs ont signalé l'incohérence entre la valeur de ft calculée à partir de ces données et celle

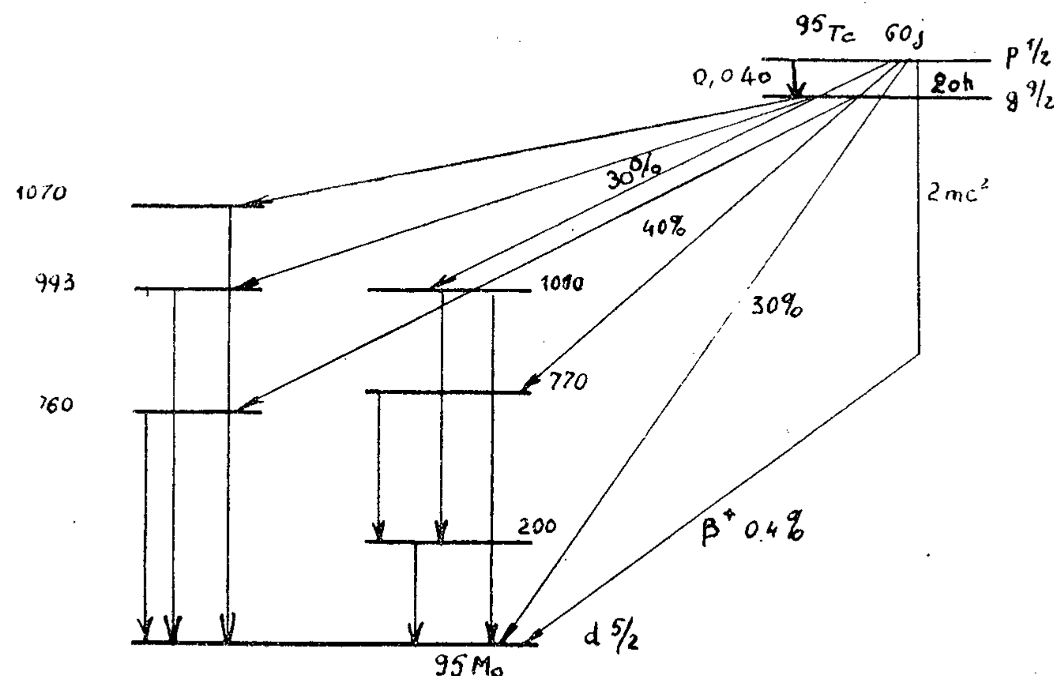


Fig. 1.

attendue pour une transition $\Delta I = 2$ oui. Goldhaber et Hill ([2]) signalent que l'accord serait meilleur si le rayonnement β^+ arrivait au niveau à 200 keV. Mais, même en tenant compte de cette hypothèse, l'énergie β^+ de 400 keV est incompatible avec la valeur $3,6 \pm 0,3$ MeV du seuil ^{95}Mo (p, n) ^{95}Tc mesuré par Blaser et al. ([3]) par la méthode d'activation de feuilles superposées.

Dans le cadre d'une étude des niveaux excités de ^{95}Mo, il nous a paru nécessaire de redéterminer l'énergie disponible pour la désintégration β^+ de ^{95}Tc. Nos sources étant peu intenses, nous n'avons pas pu faire une mesure directe de l'énergie des β^+. Nous avons été amenées à redéterminer le seuil de ^{95}Mo(p, n)^{95}Tc. Soit E_p l'énergie des protons correspondant à ce seuil, l'énergie maxima E_0 des β^+ émis sera alors

$$E_0 = E_p - 0,788 - 1,02 \text{ MeV}.$$

Nous avons étudié la réaction (p, n), par comptage des neutrons lents et par la méthode de Bonner de mesure du rapport neutrons lents/neutrons rapides. Nous avons utilisé une cible de ^{95}Mo déposé sur tantale. La séparation isotopique a été effectuée avec le séparateur de Saclay, utilisant la monochromation double ([4]). La mesure a été faite au Van de Graaff de Saclay. Le dispositif expérimental était analogue à celui décrit par V. Naggiar et al. ([5]).

Les résultats sont représentés sur la figure 2. Nous y voyons : un premier afflux de neutrons lents à une énergie $E_1 = 2,47 \pm 0,03$ MeV et deux autres à $E_2 = 2,82 \pm 0,05$ MeV et $E_3 = 3,19 \pm 0,03$ MeV.

Des mesures faites sur une cible de ^{96}Mo séparé par la même méthode n'ont montré aucun afflux de neutrons lents en dessous de $E_p = 3,7 \pm 0,1$ MeV, valeur du seuil $^{96}Mo(p, n)^{96}Tc$, en accord avec celle de Blaser. Ainsi, aucun des seuils E_1, E_2 et E_3 ne peut être attribué à une impureté des isotopes voisins. Nous avons vérifié de même qu'aucun afflux de neutrons lents ne se produisait en bombardant une cible de Ta jusqu'à $E_p = 3,8$ MeV.

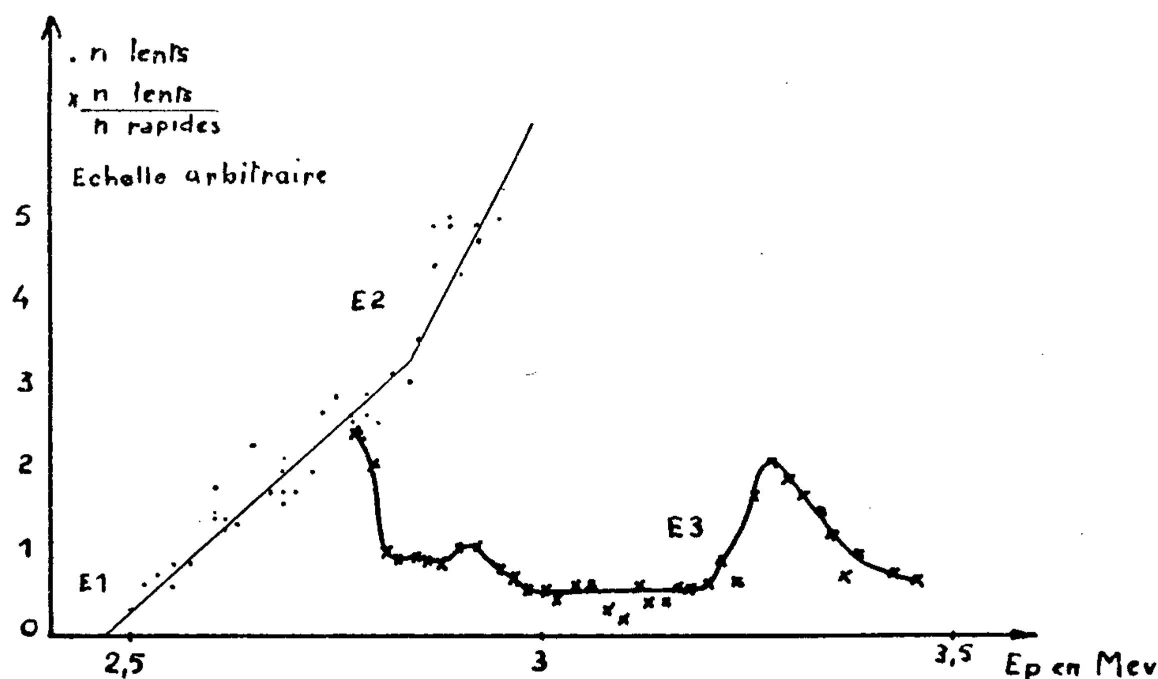


Fig. 2.

Nous avons pensé que le seuil $E_1 = 2,47 \pm 0,3$ MeV était celui de la formation de l'état fondamental de ^{95}Tc, les deux autres correspondant à des états excités. Pour le vérifier nous avons essayé de mettre en évidence l'apparition, à 3,19 MeV d'un rayonnement de $720 \pm {}^{60}_{100}$ keV. En effet, aux erreurs expérimentales s'ajoute le fait que nous ne pouvons pas savoir si l'état excité se désexcite en allant au fondamental ou à l'isomère. Nous ne pouvons pas faire la même chose à l'énergie E_2, le rayonnement γ du tantale (300 keV) masquant tout autre phénomène à cette énergie.

Nous avons étudié le spectre γ pour différentes énergies des protons incidents. Les courbes obtenues sont représentées sur la figure 3 : à 3,2 MeV on voit apparaître un rayonnement γ de 630 ± 30 keV dont l'intensité croît rapidement avec l'énergie des protons. Nous avons vérifié que ce rayonnement n'était pas émis par une cible de Ta. Ce rayonnement γ pourrait être celui de 640 keV observé par E. Schalscha ([6]) dans la désintégration de ^{95}Ru. De même, le rayonnement γ de 350 keV signalé par Schalscha serait compatible avec un niveau excité à 350 ± 80 keV correspondant au faible afflux de neutrons lents que nous avons observé à 2,82 MeV.

De plus, des mesures d'activation faites à 2,6 MeV ont montré qu'à cette énergie du ^{95}Tc (20 h) était déjà formé. Le seuil de la réaction $^{95}Mo(p, n)^{95}Tc$ est donc $2,47 \pm 0,03$ MeV. Le seuil de 3,19 MeV correspondant au niveau excité de ^{95}Tc se manifeste par un afflux de neutrons lents plus important; c'est sans doute pour cela que Blaser et al. n'ont vu que celui-là.

On peut donc conclure que le seuil de $^{95}Mo(p, n)^{95}Tc^{*}$ (60 j) est de $2,51 \pm 0,03$ MeV ce qui correspond à une énergie maxima des β^{+} de $^{95}Tc^{*}$(60 j) allant à l'état fondamental de ^{95}Mo, de 710 ± 30 keV. Dans le cas

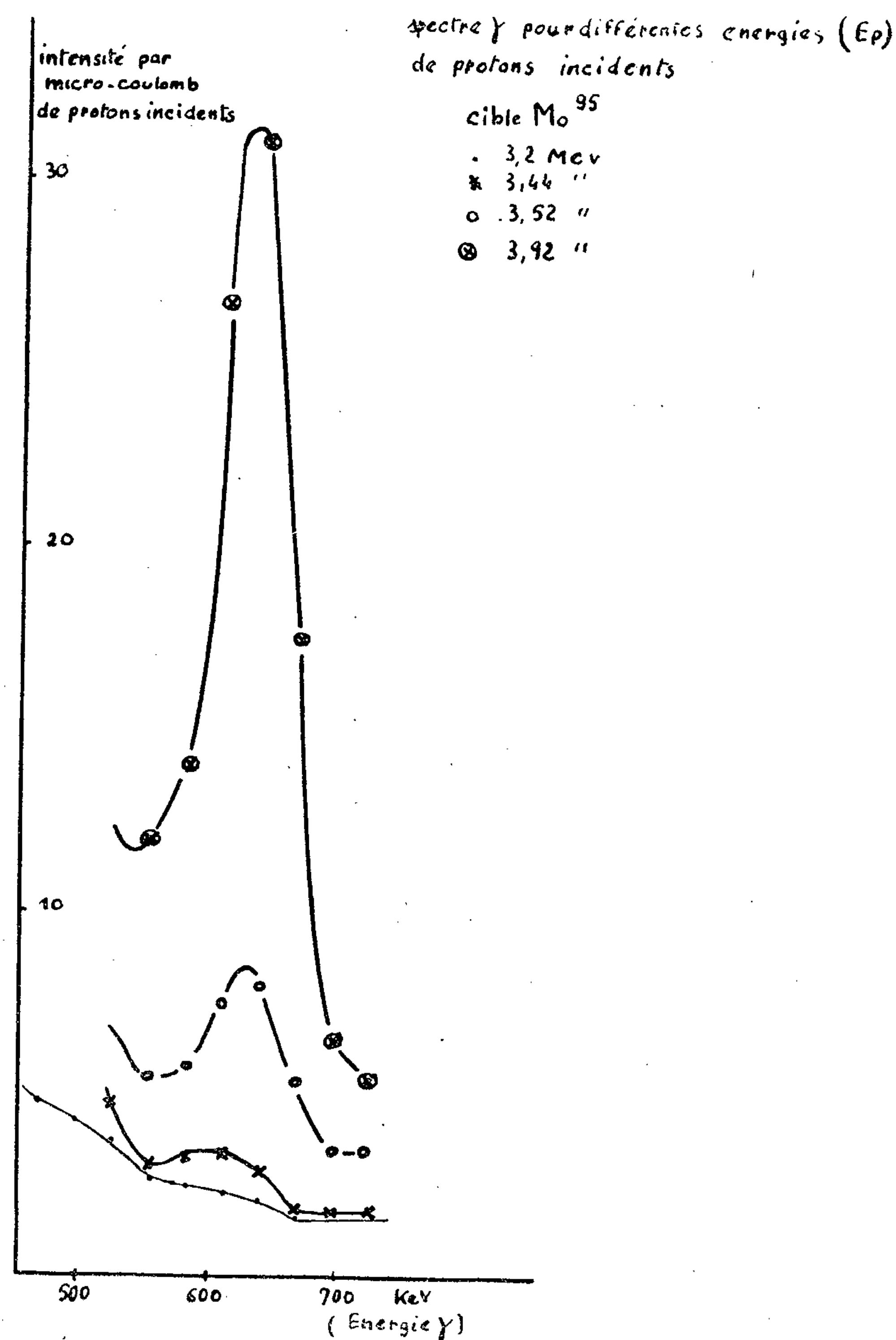


Fig. 3.

où le rayonnement β^{+} aboutirait au niveau à 200 keV ([7]), cette valeur de l'énergie disponible n'est plus en contradiction flagrante avec l'énergie des β^{+} mesurée par Halter.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) Medicus et al., *Helv. Phys. Acta.*, 23, 1950, p. 299.

(2) *Rev. Mod. Phys.*, 24, 1952, p. 179.

(3) *Helv. Phys. Acta.*, 24, 1951, p. 441.

(4) C. Cassignol, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 113 A.

(5) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1443.

(6) *Nuclear Physics*, 1, 1956, p. 481.

(7) C. Levi et L. Papineau, (à paraître).

RAYONNEMENT COSMIQUE. — *Variations de l'intensité du rayonnement cosmique les* 21, 22 *et* 23 *janvier* 1957. Note de MM. **Jean-Pierre Legrand, Paul Chanson** et **Michel Bonpas**, présentée par M. André Danjon.

Un orage magnétique particulièrement intense a été observé, en France, les 21 et 22 janvier 1957 ainsi qu'une aurore boréale le 21 janvier, entre 20 h et 23 h (T. U.). Il est intéressant de noter la corrélation qui existe entre l'apparition de ces phénomènes et les mesures d'intensité du rayonnement cosmique au niveau de la mer au voisinage de Paris [longitude (Paris) 0° 4′ O, latitude 48° 49′ N].

Nous avons pu enregistrer cette intensité grâce à un télescope de rayons cosmiques qui était précisément installé, en marche continue, depuis le 17 janvier 1957.

Ce télescope — constitué par 15 compteurs G. M., montés en triple coïncidence — a un angle d'ouverture de 55° × 100°. Il était placé, sans aucun blindage, dans le plan du méridien et pointé vers l'équateur céleste.

L'enregistrement du nombre d'impulsions reçues se fait à l'aide d'une horloge imprimeuse, inscrivant l'heure toutes les 4 096 impulsions. En moyenne, on obtient ainsi un enregistrement toutes les 90 mn. On a donc une bonne précision sur les phénomènes à variations relativement lentes, mais les variations rapides sont difficilement visibles.

Les résultats obtenus ont été corrigés de l'effet barométrique et ramenés à la pression de 760 mm de mercure. Le coefficient de correction déterminé sur 30 jours de mesure continue est égal à 2,3 % par centimètre de mercure

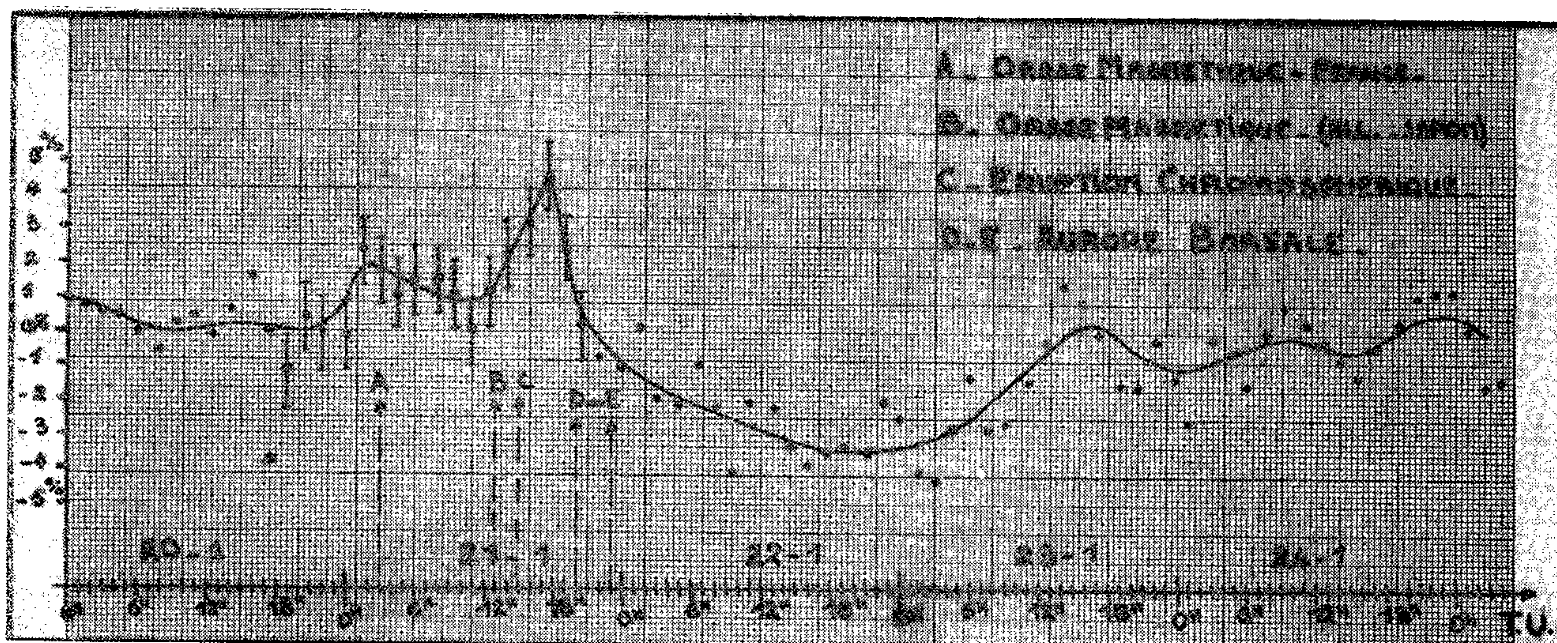
Notre télescope accusa d'abord un léger accroissement de l'intensité de 2,4 % le 21 janvier à 1 h 30 m ± 45 m (T. U.), puis un maximum de 4,6 % à 17 h 30 m ± 45 m (T. U.). Ce maximum fut suivi d'une baisse rapide, puis d'une baisse lente dont le minimum de 3,4 % se produisit le 22 janvier entre 15 h et 21 h (T. U.), soit au total une variation de 8 % (figure 1). L'intensité reprit sa valeur moyenne le 23 janvier, vers 12 h (T. U.).

Un autre télescope de grande ouverture pointé au zénith et placé sous un écran de plomb de 11 cm d'épaisseur n'accusa aucune variation sensible. Il semble donc que la composante molle du rayonnement cosmique doit jouer un rôle prépondérant.

L'orage magnétique commença, en France, à 3 h (T. U.) avec un début lent et progressif; en Allemagne, à 12 h 55 m (T. U.) et au Japon à 12 h 56 m (T. U.) avec des débuts brusques (1). La station de Chambon-la-Forêt, en France (2), enregistra à 12 h 56 m (T. U.) un gros décrochement brusque. Le maximum d'agitation magnétique eut lieu dans la

nuit du 21 au 22, entre 20 h et 3 h (T. U.) et l'aurore boréale associée apparut, en France, entre 20 h et 23 h (T. U.) ([3]).

Il est à noter que le maximum d'intensité du rayonnement cosmique se produisit durant l'orage magnétique. Or, il est très rare de constater un tel phénomène ([4]), les orages étant toujours suivis d'une baisse d'intensité cosmique, baisse que nous constatons quelques temps plus tard.



Ceci nous laisse supposer que l'éruption chromosphérique (importance 2) signalée à 15 h 13 m (T. U.) par l'Observatoire de Schauinsland (Allemagne) ([5]), ([6]) soit à l'origine de ce renforcement de l'intensité du rayonnement cosmique.

En effet, dans le même temps, la station de Nederhorst-Dem-Berg, en Hollande ([7]), enregistrait :

1° une émission solaire sur 3 000 Mc/s à 15 h 10 m (T. U.), et sur 450 Mc/s à 15 h 12 m (T. U.);

2° un évanouissement radioélectrique d'importance faible à 15 h 10 m (T. U.) d'une durée de 30 mn;

3° un renforcement des parasites à 15 h 17 m (T. U.) durant 70 mn.

Ainsi, le temps séparant cette éruption du maximum d'intensité cosmique est de 2 h 20 m $\pm$ 45 m.

On sait que ces accroissements du rayonnement cosmique accompagnant une éruption chromosphérique sont très rares, mais permettent d'étayer la thèse d'une origine stellaire des rayons cosmiques.

On peut admettre, en effet, que cet accroissement momentané de l'intensité cosmique est dû à une émission solaire provoquée par l'effet accélérateur de grandes variations du champ magnétique d'une tache qui s'accompagne, par ailleurs, d'une éruption chromosphérique ([8]).

La connaissance précise du temps qui sépare l'apparition d'une éruption et le commencement de l'accroissement d'intensité cosmique est d'une grande importance pour connaître la trajectoire possible de rayons

cosmiques dans l'espace interplanétaire, comme l'ont montré P. Meyer, E. N. Parker et J. A. Simpson (9).

Malheureusement, les enregistrements que nous avons faits toutes les 4 096 impulsions ne permettent pas d'obtenir, avec précision, cet intervalle de temps.

(1) Renseignements communiqués par M. Delouf, Service des Ursigrammes au L. N. R.

(2) Renseignements communiqués par M. Selzer, Institut de Physique du Globe.

(3) Renseignements communiqués par Mme d'Azambuja, Observatoire de Meudon.

(4) A. Dauvillier, *Rayons cosmiques*, Dunod, Paris, p. 495.

(5) Renseignements communiqués par M. Delouf, Service des Ursigrammes au L. N. R.

(6) 30° et 40° longitude Ouest, 30° et 40° de latitude Sud 15 h 13 m (T. U), début de l'observation, durée 20 mn.

(7) Renseignements communiqués par M. Delouf, Service des Ursigrammes au L. N. R.

(8) R. Bureau et A. Dauvillier, *Ann. Géophys.*, 6, fasc. 2, 1950, p. 101.

(9) *Phys. Rev.*, **104**, n° 3, novembre 1956, p. 768 à 783.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude comparative des systèmes histamine-nitrate d'argent et histamine-nitrate double d'argent et de thallium.* Note de Mlle **Simone Hatem**, présentée par M. Christian Champy.

Nous avons, dans une étude précédente, mis en évidence l'existence d'un complexe d'histamine-nitrate de thallium. Il nous a paru intéressant d'observer l'histamine avec les sels de thallium et d'argent réunis.

D'une part, nous avons vu que le nitrate d'argent se complexait avec l'histamine (1), (2); d'autre part, il a été établi que les nitrates de thallium et d'argent donnaient le composé moléculaire $(NO_3)_2\,TlAg$ (3), (4). Nous avons étudié le composé thallium-argent par la méthode des variations continues appliquée à l'absorption lumineuse. Les mélanges de nitrate de thallium et de nitrate d'argent en solutions équimoléculaires font bien apparaître le complexe déjà trouvé (3), (4).

L'étude des solutions non équimoléculaires donne pour la constante K de dissociation les chiffres suivants :

$$4{,}4.10^{-5},\quad 2{,}8.10^{-5},\quad 3{,}6.10^{-5},\quad 3{,}3.10^{-5},\quad 3{,}3.10^{-5}.$$

Il nous est donc permis de considérer le complexe comme non loin d'être parfait.

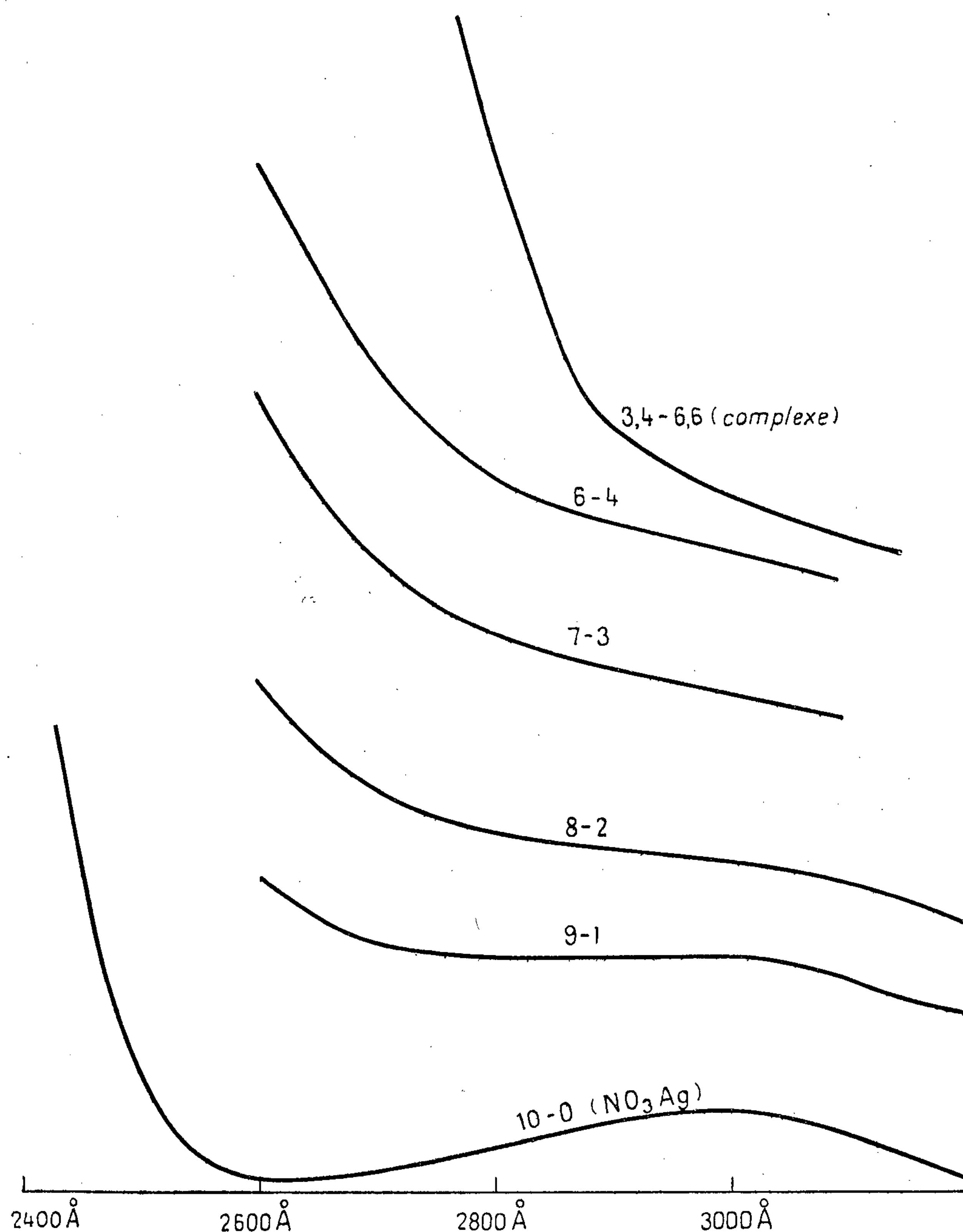
Si nous ajoutons de l'histamine au mélange NO_3Tl, NO_3Ag, en proportions équimoléculaires, la même étude permet de conclure à la formation du complexe triple $(NO_3)_2Tl$, $Ag(C_5H_9N_3)_2$.

Nous avons trouvé pour la constante K de dissociation les nombres suivants :

$$1{,}38.10^{-4},\quad 1{,}38.10^{-4},\quad 1{,}66.10^{-4},\quad 1{,}66.10^{-4}.$$

Ce composé ternaire $(NO_3)_2Tl, Ag, (C_5H_9N_3)_2$ présente des analogies avec le complexe binaire $NO_3^+[Ag(C_5H_9N_3H_2]^-$, mais il s'en distingue cependant par les points suivants :

1° Comme le complexe $NO_3^+[Ag(C_5H_9N_3)_2]$ il prend la consistance d'un gel mais ce gel se forme pour des solutions beaucoup plus diluées. Il apparaît dès que la concentration atteint M/100 et devient rapidement beaucoup plus



Les courbes illustrent la densité optique col. (I/I_0) prise en fonction de la longueur d'onde pour des mélanges équimoléculaires (M/100) où les proportions de nitrate d'argent vont de 10 à 3,4 et celles d'histamine de 0 à 6,6. Le dernier mélange renferme le complexe en proportions maxima.

Pour éviter un chevauchement, nous avons déplacé le zéro des ordonnées quand l'origine des abscisses reste fixe.

épais. Ainsi si l'on compare les gels formés à partir de solutions M/50 une bille de 0,0664 g ne pénètre pas dans celui du système ternaire tandis qu'elle traverse l'autre.

2° Ce gel n'est pas thixitrope, tandis que le gel du complexe $NO_3[Ag(C_5H_9N_3)_2]$

se reforme après secousse ultrasonore pendant 5 mn sous 12 W. L'action des ultrasons a été étudiée au laboratoire de M. Dognon avec le concours de M^lle^ Simono.

3° L'action de la température le distingue également du composé binaire. Tandis que celui-ci fond aux environs de 40°, l'autre épaissit jusque vers 75°, température à laquelle il atteint un maximum de rigidité. Il est liquide vers 100°, bout et se reprend en masse par refroidissement.

4° Il ne noircit pas à la lumière contrairement à tous les complexes argentiques formés avec l'histamine dans les mêmes conditions. Ceci trouvera une explication dans les lignes qui suivent.

Les analogies du sel triple $(NO_3)_2TlAg, (C_5H_9N_3)_2$ avec le gel du sel double $(NO_3^+)[Ag(C_5H_9N_3)_2]^-$ ne sont pas moins réelles.

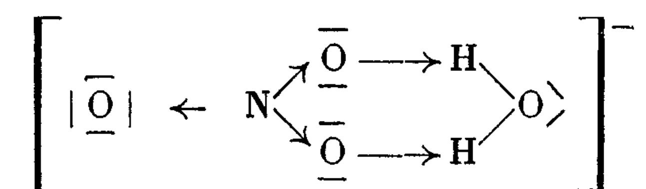
1° Ils présentent tous deux un minimum de conductivité pour l'abscisse correspondante à la formation du complexe. Ce minimum est particulièrement accusé lors de la prise en masse.

2° La consistance des deux gels augmente avec le temps et nous avons observé, parallèlement à l'épaississement, un accroissement de l'absorption lumineuse et une diminution de la conductivité. Ceci peut s'expliquer par le remaniement moléculaire dû à la formation des agrégats comme dans l'étude précédente.

3° Ils fixent les colorants acides et non les colorants basiques par l'échange des anions, ce qui établit une parenté structurale entre les deux complexes. L'un étant $NO_3^+[Ag(C_5H_9N_3)_2]^-$, l'autre peut s'écrire $(NO_3^+)_2[Ag.Tl(C_5H_9N_3)_2]^-$, Ag^+ de même valence que Tl^+ mais de plus petit noyau se plaçant au centre, est défendu contre l'action de la lumière, ceci explique que le composé argentique ne noircisse pas.

4° La bande des nitrates disparaît complètement tant pour ce complexe que pour le précédent, alors qu'elle est très nette si l'on prend les sels métalliques en solution aqueuse à la même dilution.

Sa disparition semble liée à la formation des agrégats. En effet, l'ion NO_3^- se situant vraisemblablement à la périphérie des micelles est lié à l'eau par pont hydrogène; cette eau rassemble ainsi les macromolécules. NO_3^- est donc partiellement dissimulé comme l'indique le schéma suivant :



Nous avons obtenu le composé triple à l'état cristallisé; ses cristaux présentent des aiguilles biréfringentes distinctes différentes des cristaux des constituants et de ceux du complexe $NO_3^-[Ag(C_5H_9N_3)_2]^+$.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) S. Hatem, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1392.

(2) S. Hatem, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1018.

(3) Fronmuller, *Thèse*, Marbeuf, 1876 et *Ber. der deutsch. Gesel.*, **2**, 1878, p. 91.

(4) Rabinowitsch, *Z. Physik. Chem.*, **99**, 1921, p. 417.

(*Sorbonne et Faculté de Médecine, Paris.*)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence de traitements thermiques en phase γ sur l'apparition de sous-structures dans l'uranium α.* Note de MM. **Paul Lacombe**, **André Robillard** et **Daniel Calais**, présentée par M. Francis Perrin.

Un recuit en phase γ de l'uranium suivi d'un refroidissement dont la vitesse dépend de la température de recuit en γ, provoque la formation de sous-structures différentes de celles dues à la polygonisation de l'uranium α. Ces sous-structures sont matérialisées par la concentration des impuretés sur les dislocations induites par les tensions accompagnant la transformation allotropique $\beta \rightarrow \gamma$ ou $\gamma \rightarrow \beta$.

Des sous-structures présentant la morphologie classique de la polygonisation peuvent apparaître dans l'uranium α, soit au cours du refroidissement lent à travers le point de transformation $\beta \rightarrow \alpha$, comme dans le cas du fer au passage $\gamma \rightarrow \alpha$, soit au cours de chauffages et de refroidissements en phase α. Dans les deux cas, la polygonisation est causée par les tensions provoquées respectivement, par les changements de volume accompagnant toute transformation allotropique (1), (2), (3) et, par les tensions créées entre cristaux voisins en raison de la forte anisotropie des coefficients de dilatation des trois axes de la maille orthorhombique (4). Dans les deux cas précités, la polygonisation est sans doute analogue à celle observée au cours du fluage de l'aluminium. Ce type de sous-structure est caractérisé par le fait que les sous-joints de polygonisation *s'interrompent brutalement à la rencontre des joints de grains de la structure actuelle* α. Certains auteurs ont signalé l'existence d'autres types de sous-structures qui seraient les restes de joints ou sous-joints d'une structure stable à haute température (4), (5).

Nous avons mis en évidence une sous-structure qui se distingue des précédentes par le fait qu'elle superpose le réseau de ses sous-joints à celui des joints de la structure α, sans qu'il y ait de relation apparente entre les deux structures. *Les joints α sont en effet traversés sans discontinuité par les sous-joints de cette sous-structure* (*fig.* 1). A la suite d'essais systématiques sur l'influence des traitements antérieurs en phase γ et β sur la structure finale de l'uranium α, nous avons été conduits à préciser les conditions d'apparition de cette sous-structure et à formuler une hypothèse sur son origine.

L'uranium étudié sous forme d'échantillons de longueur 40 mm et de section carrée de 4 mm de côté avait la composition suivante en impuretés (en p.p.m.) : B = 0,1, Cr = 4, Cu = 22; Fe = 25, Mn = 4, Ni = 6, Si = 80, H_2 = 1. Le métal est observé après polissage électrolytique et la structure est décelée micrographiquement soit par attaque citrique ([5]), soit par gravage électrolytique ([6]).

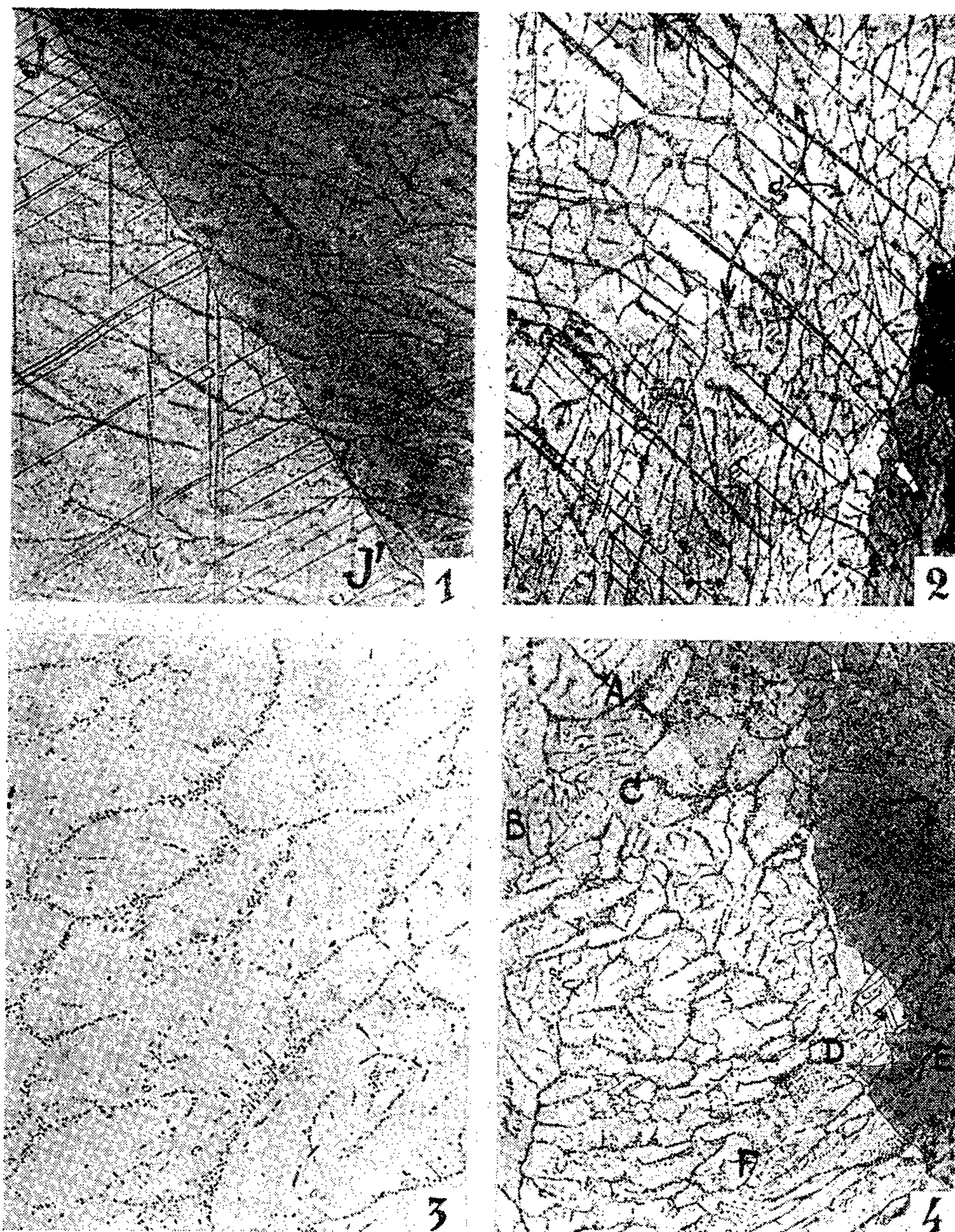


Fig. 1. — Uranium brut de laminage à chaud, porté 48 h en γ (870°C), puis trempé à — 50°C : la sous-structure révélée par gravage électrolytique traverse sans déviation un joint de grain JJ' séparant deux cristaux actuels α (× 300).

Fig. 2. — Uranium porté 73 h en γ (870°C), puis trempé à l'air. La sous-structure se superpose au réseau de sous-joints S de polygonisation α révélés par oxydation à l'air après gravage électrolytique (× 150).

Fig. 3. — Aspect discontinu des sous-joints révélés par un court gravage électrolytique : les sous-joints sont matérialisés par des alignements de fins précipités (× 150).

Fig. 4. — Uranium brut de laminage à chaud, porté 15 mn à 975°C, refroidi en 12 mn à 850°C, puis trempé dans la glace fondante. L'attaque citrique révèle de brusques discontinuités dans le réseau de sous-joints, alignées suivant un contour polygonal ABCDEF (C et D sont des points triples) (× 150).

Les conditions d'apparition de cette sous-structure sont les suivantes :

a. Le métal, quel que soit son état initial, écroui, brut de coulée, recuit ou recristallisé, *doit être préchauffé en phase* γ.

b. La température du recuit en phase γ et la vitesse de refroidissement de γ en α sont déterminantes. Un refroidissement très lent, à la vitesse de 10° à 30°/h, à partir d'une température quelconque en phase γ, ne permet pas de révéler cette sous-structure. Par contre, elle apparaît toujours pour des vitesses de refroidissement allant de 200°/h à la trempe à l'air.

c. Pour des trempes plus énergiques, trempe dans la glace fondante ou dans une solution de Cl_2Ca à 42,5 % refroidie à — 50°, la sous-structure n'apparaît que si le chauffage en phase γ a eu lieu au-dessous d'une certaine température. Celle-ci est d'autant plus basse que la trempe est plus énergique : elle doit être inférieure à 950° C pour la trempe à 0° C, inférieure à 900° C pour la trempe à — 50° C.

d. Dans le cas d'une trempe trop énergique ne permettant pas de révéler la sous-structure, celle-ci peut réapparaître par un court recuit dans le haut de la phase α (par exemple 1 h à 640° C) ou en phase β (15 mn à 700° C). Au contraire, une sous-structure, révélée par un recuit en phase γ suivi d'une trempe convenable, semble disparaître progressivement par recuit prolongé en phase α (150 h) ou en phase β (50 h) en raison de la coalescence des fines particules qui matérialisaient les sous-joints (*fig.* 3).

Ces faits nous conduisent à conclure que cette sous-structure serait le vestige d'une polygonisation due au passage du point de transformation allotropique 774° C. Cette polygonisation serait consécutive aux tensions créées par la transformation $\gamma \rightarrow \beta$ ou $\beta \rightarrow \gamma$. Le fait que la vitesse de refroidissement et la température de préchauffage en phase γ conditionnent l'apparition de la sous-structure, incite à penser que le réseau de sous-joints est matérialisé par la précipitation d'une ou plusieurs impuretés. Celles-ci seraient plus solubles en phase γ qu'en phases β ou α, de telle sorte qu'au cours d'une trempe assez énergique, comme dans le cas de la trempe de l'aluminium chargé en fer ([7]), les impuretés n'auraient pas le temps de se précipiter dans les sous-joints. Par contre, après recuit en phase α ou β, cette précipitation pourrait se produire ou se poursuivre en raison de la plus faible solubilité des impuretés dans ces deux phases.

Enfin, la faible dimension moyenne des mailles de la sous-structure exclut l'hypothèse qu'elles représentent d'anciens contours de grains β ou γ. Il est plus vraisemblable que ceux-ci correspondent aux brutales discontinuités observées dans le réseau de cette sous-structure, discontinuités qui dessinent un réseau polygonal exempt de précipité et à plus grande échelle que le réseau des contours de grains α actuels (*fig.* 4).

(1) R. W. Cahn, *Acta Metallurgica*, 1, 1953, p. 176.

(2) M. Pruna, P. Lehr et G. Chaudron, *Revue de Métallurgie*, 51, 1954, p. 591.

(3) M. Aubert, Rapport intérieur C. E. A., 1955 (non publié).

(4) M. L. Englander et P. A. Jacquet, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 262; Mme A. R. Weill, *Rev. Métallurgie*, 52, 1955, p. 294.

(5) B. Blumenthal, *Trans. A. I. M. E.*, 203, 1955, p. 1199.

(6) A. Robillard, Mlle J. Durand et P. Lacombe, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 508; A. Robillard, R. Boucher et P. Lacombe, *Métaux et Corrosion*, 31, 1956, p. 433.

(7) G. Wyon et P. Lacombe, *Report Bristol Conference on Defects in crystalline solids*, The Physical Society, Londres, 1954, p. 187.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Restauration et recristallisation du zirconium et de ses alliages en relation avec leur travail par déformation à froid.* Note (*) de MM. **Jean Hérenguel, Donald Whitwham** et **Jacques Boghen**, présentée par M. Georges Chaudron.

Jusqu'à présent les traitements à chaud du zirconium et de ses alliages se pratiquaient normalement sous vide poussé ou dans une atmosphère d'argon très pur, ou après gainage étanche, afin d'éviter toute contamination par l'oxygène et l'azote. Cette sujétion est d'autant plus grave que la transformation à froid de ces métaux exige un nombre élevé de recuits intermédiaires.

La restauration à température relativement basse, que l'un de nous a décrite pour les alliages d'aluminium (1) et qui a été appliquée également au titane par A. Saulnier (2), peut de nouveau intervenir en apportant une simplification considérable à la technique industrielle. Pour un alliage de zirconium industriel (du type zircaloy), dont la composition est la suivante : 1,5 % d'étain, 0,15 % de fer, 0,05 % de nickel et 0,10 % de chrome, nous avons défini les conditions précises de la recristallisation et de la restauration par chauffage à l'air, en notant simultanément, d'une part les propriétés mécaniques et la structure, d'autre part l'importance de la couche oxydée.

Les échantillons ont été prélevés dans une tôle préalablement recuite à 900° C, décapée soigneusement et amenée par laminage à froid à une épaisseur finale de 1,3 mm, avec un écrouissage $(E - e)/e \times 100 = 150$. Dans cet état, les propriétés mécaniques étaient les suivantes :

Charge de rupture (R kg/mm²)	72
Dureté Brinell (HB)	225
Allongement (A % sur $\sqrt{67\ S}$)	9,5

Les figures 1 et 2 montrent les valeurs de la résistance à la traction, de la dureté Brinell (charge 15,625 kg, bille de 1,25 mm de diamètre) et de l'allongement de rupture pour des temps de chauffage à l'air de 30 mn

et 24 h, à des températures échelonnées de 400 à 700° C. On voit que l'adoucissement est à peu près complet dès 575° C pour les deux temps.

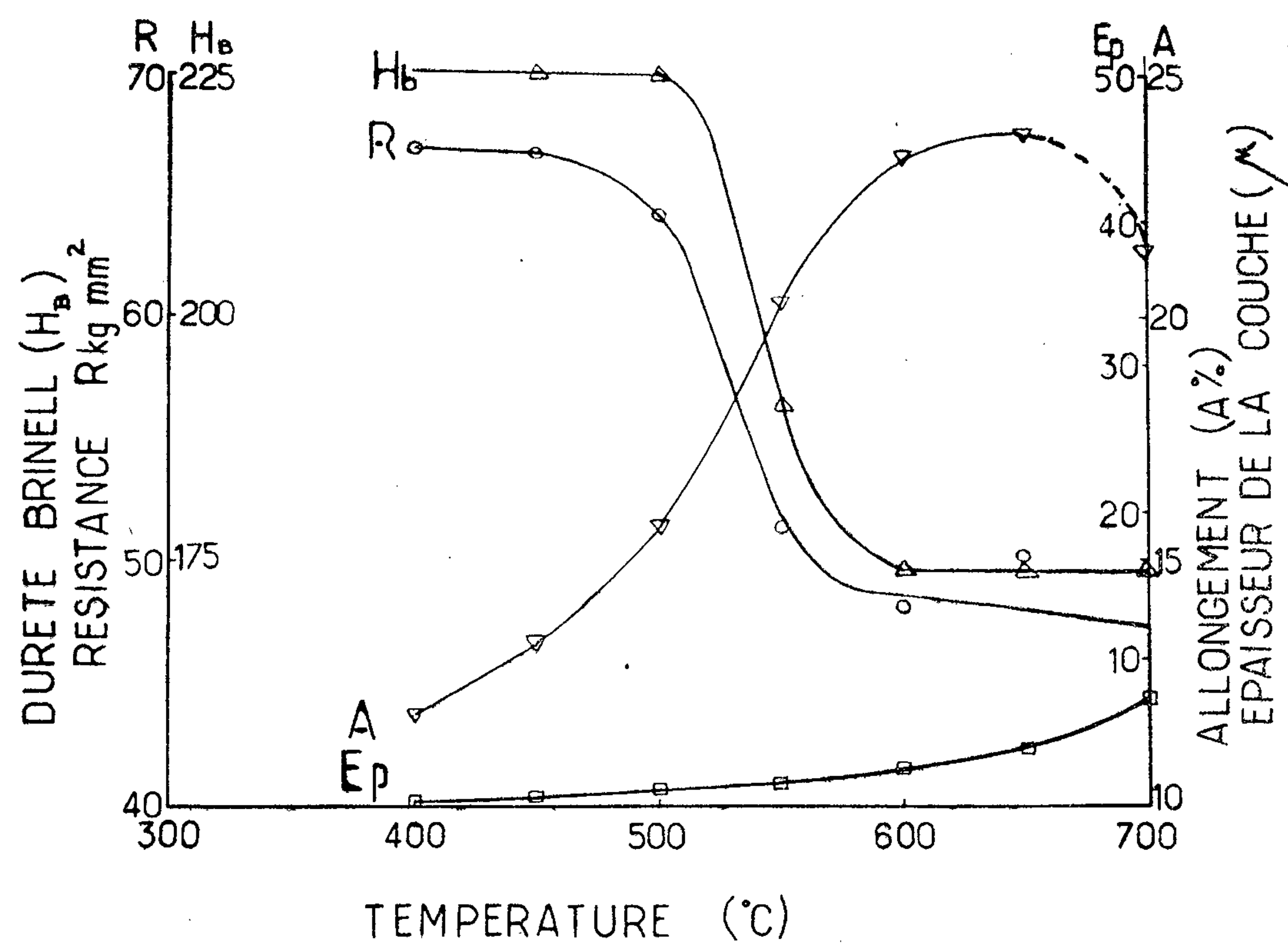


Fig. 1.

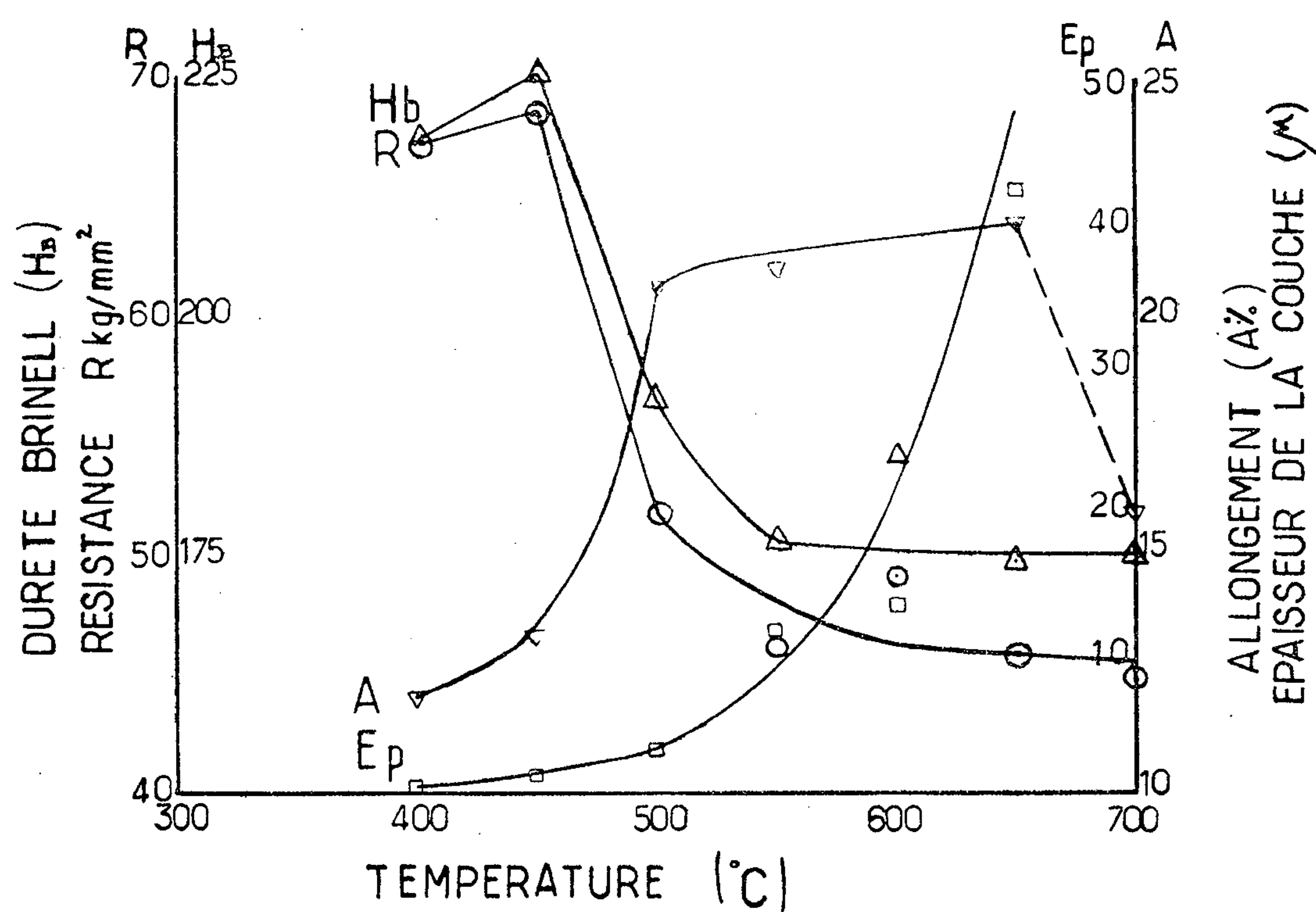


Fig. 2.

Fig. 1 et 2. — Propriétés mécaniques et épaisseur de la couche d'oxyde pour le zircaloy, après chauffage dans l'air de 400 à 700°C :

1. Durée de chauffage : 30 mn; 2. Durée de chauffage : 24 h.

La légère augmentation des propriétés mécaniques, qu'on remarque après traitement à 450° C pendant 24 h, peut être due à un faible effet de durcis-

sement structural, que nous précisons dans une étude actuellement en cours.

L'évolution de la texture des éprouvettes a été suivie par micrographie et aux rayons X. Cette dernière méthode se montre très sensible; il est parfaitement possible de suivre la restauration par disparition de l'astérisme et du flou des anneaux de Debye-Scherrer, et la recristallisation par leur résolution en taches discrètes. Les deux méthodes concordent pour montrer une recristallisation presque complète après 24 h à 500° C ou après 30 mn à 550° C, le grain étant très fin (8 μ) dans les deux cas.

L'épaisseur du film d'oxyde, mesurée par coupe micrographique, a été reportée également sur les figures 1 et 2. En dessous de 650° C, aucune contamination du métal sous-jacent [telle que nous l'avons étudiée déjà sur du zirconium obtenu par le procédé Kroll ([3])] ne peut être décelée. Par ailleurs, l'enlèvement du film superficiel par abrasion est relativement facile, lorsque son épaisseur reste inférieure à 2 μ, et devient beaucoup plus difficile au-dessus de cette épaisseur. De plus, il faut noter que pour les températures relativement élevées (au-dessus de 650° C) la couche épaisse d'oxyde entraîne une réduction de la section réelle du métal qui n'est plus négligeable : après 24 h à 700° C le film d'oxyde a une épaisseur de 0,28 mm sur chaque face. L'interface oxyde-métal est également ondulé pour ces températures, comme nous l'avons déjà signalé ([3]), ce qui explique l'abaissement important d'allongement de rupture.

Des résultats acquis au cours de nos essais il résulte que deux types de traitement adoucissant peuvent être envisagés pour le zircaloy écroui avec chauffage dans l'air :

a. La recristallisation habituelle, en limitant la température à 550-575° C et le temps à 30 mn à 15 mn, le film d'oxyde n'ayant qu'une épaisseur de 2 μ au plus;

b. La restauration plus ou moins partielle avec la gamme de propriétés progressives de cet état, le film d'oxyde étant toujours alors d'une épaisseur extrêmement réduite.

Nous avons vérifié que ces conditions s'appliquent également au zirconium non allié.

(*) Séance du 25 février 1957.

([1]) A. Berghézan et J. Hérenguel, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 492.

([2]) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1319.

([3]) J. Hérenguel, D. Whitwham et J. Boghen, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2060.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Nouveaux dérivés d'acides biliaires : acides Δ^6-choléniques et acides 6.7-dihydroxy-cholaniques.* Note (*) de M. **Henri B. Kagan**, présentée par M. Marcel Delépine.

Plusieurs acides Δ^6-choléniques ont été préparés par la suite de réactions suivantes : bromuration des acides 7-oxo-cholaniques, hydrogénation en bromhydrines des 6-bromo 7-oxo-acides et traitement de celles-ci par le zinc. On a fixé deux hydroxyles sur la double liaison 6.7, soit par le tétroxyde d'osmium (glycol *cis*), soit par l'acide performique (glycol *trans*).

La stéréochimie des substituants en position 6.7 sur le noyau stéroïde paraît avoir été relativement peu étudiée; on ne connaît par ailleurs aucun composé de la série (5β) comportant une double liaison 6.7. J'ai été amené à préparer plusieurs acides Δ^6-choléniques et un certain nombre de leurs dérivés : mes premiers résultats font l'objet de la présente Note ([1]).

Le 7-oxo-cholanate de méthyle (I) donne, par action du brome dans l'acide acétique, le 6 α-bromo 7-oxo-cholanate de méthyle (III). Celui-ci est réduit par le borohydrure de potassium en 6 α-bromo 7 α-hydroxy-cholanate de méthyle (V), lequel est transformé en Δ^6-cholénate de méthyle (VII) par reflux dans l'éthanol axec du zinc en poudre ([2]).

La structure d'une cétone bromée, analogue à III, produit thermodynamique de la réaction, a été démontrée par E. Corey ([3]). La bromhydrine V, possède donc très vraisemblablement un hydroxyle 7 α. En effet l'acide 7-oxo-cholanique est hydrogéné par BH_4K en acide 7 α-hydroxy-cholanique ([4]) et un 6 α Br ne peut qu'augmenter la stéréospécificité de la réaction.

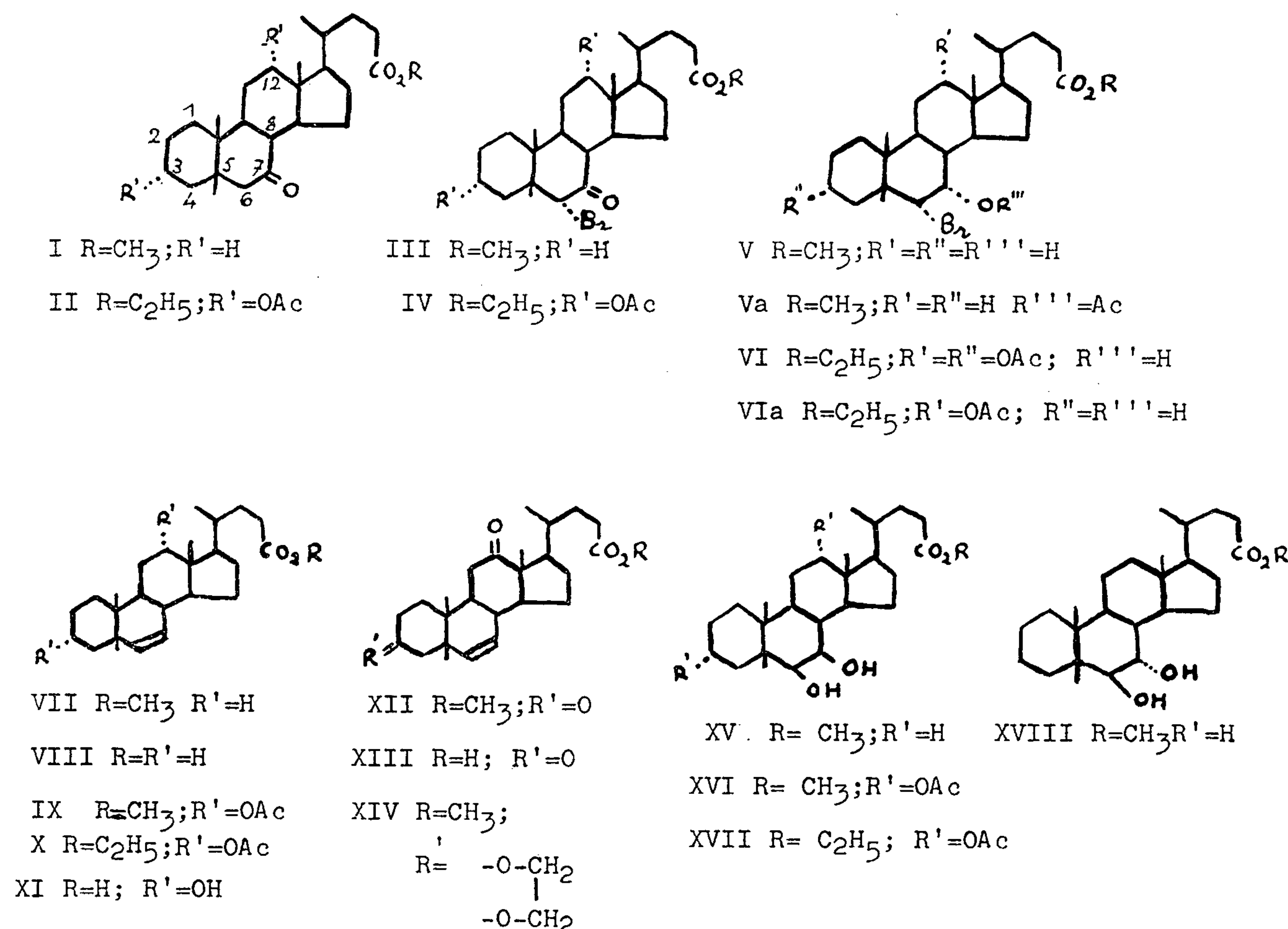
A partir de l'acide 3α, 12α-dihydroxy-7-oxo-cholanique, par une suite de réactions identiques, on passe du 3 α, 12 α-diacétoxy 6 α-bromo 7-oxo-cholanate d'éthyle (IV) au 3 α, 12 α-diacétoxy Δ^6-cholénate d'éthyle (X).

Par oxydation chromique ménagée du 3α, 12α-dihydroxy Δ^6-cholénate de méthyle, on obtient le 3, 12-dioxo Δ^6-cholénate de méthyle (XII), qui, traité par l'éthane-diol-1.2 en présence d'acide *p*.toluène-sulfonique, dans le dioxane à l'ébullition, fournit un 3-monodioxolane (XIV) ([5]). L'acide 3, 12-dioxo Δ^6-cholénique (XIII), et le 3α, 12α-diacétoxy Δ^6-cholénate de méthyle (IX) ont été également préparés.

L'hydrogénation de l'acide 3α, 12α-dihydroxy Δ^6-cholénique (XI) en acide désoxycholique se fait très rapidement en présence de platine Adams, dans l'éthanol. Cette expérience fixe sans ambiguïté la position de la double liaison : une double liaison 5.6 conduirait surtout à la série (5α) cholanique; une double liaison 7.8 n'est pas hydrogénable ([6]).

La double liaison 6.7 est facilement oxydée par le tétroxyde d'osmium en présence de pyridine dans l'éther. Après les traitements habituels, on obtient

les cis-glycol-6.7 correspondants avec un bon rendement. Cette cis-hydroxylation a été effectuée sur VII (Rdt 67 %), sur IX (Rdt 83 %) et sur X (Rdt 74 %).



Les structures de ces glycols peuvent être déduites de l'examen des rotations moléculaires ([7]) :

XV[M] Calculé : 6β,7β-dihydroxy : +198°, 6α,7α-dihydroxy : —85°; trouvé : +211°.

XVI[M] Calculé : 6β,7β-dihydroxy : +590°, 6α,7α-dihydroxy : +307°; trouvé : +564°.

Même en tenant compte de la marge d'erreur introduite par l'interaction des deux hydroxyles vicinaux, on peut raisonnablement admettre à partir de ces chiffres, une structure 6β,7β-dihydroxy, ce qui implique une attaque de la double liaison « par l'avant ».

Il est à remarquer que l'oxydation du 3β-acétoxy Δ^6-cholestène fournit exclusivement l'époxyde 6α,7α ([2]). On retrouve, pour le noyau B, la même différence de comportement que pour le noyau A entre la série (5α) et la série (5β) : en effet la cis-hydroxylation et l'époxydation des doubles liaisons 2.3 et 3.4 procèdent par attaque soit « par l'avant » (série 5β) soit « par l'arrière » (série 5α) [*voir* ([8]), ([9]), ([10])].

La trans-hydroxylation par l'acide performique, selon la technique de Fieser ([11]), a été effectuée sur (VII). Le trans 6,7-dihydroxy-cholanate de

méthyle (XVIII) est obtenu avec un rendement de 68 % en produit pur, après saponification, estérification et chromatographie. Il s'agit vraisemblablement du glycol-diaxial 6β,7α, comme cela est de règle pour un glycol provenant de l'ouverture d'un époxyde [12].

J'ai préparé les composés nouveaux suivants :

(III) 6α-bromo 7-oxo cholanate de méthyle ($C_{25}H_{39}O_3Br$) F 123-124°,5; $[\alpha]_D^{16}$ — 64°.

(V*a*) 6α-bromo 7α-acétoxy cholanate de méthyle ($C_{27}H_{43}O_4Br$) F 158-159°, puis 165,5-166°; $[\alpha]_D^{17}$ —33°,6.

(VI) 3α, 12α-diacétoxy 6α-bromo 7α-hydroxy cholanate d'éthyle ($C_{30}H_{47}O_7Br$) F 167-168°; $[\alpha]_D^{23}$ + 55°,8.

(VI*a*) 12α-acétoxy 6α-bromo 3α,7α-dihydroxy cholanate d'éthyle ($C_{28}H_{45}O_6Br$) F 175-177°; $[\alpha]_D^{24}$ + 38°,1.

(VII) Δ^6-cholénate de méthyle ($C_{25}H_{40}O_2$) F 61-61°,5; $[\alpha]_D^{20}$ — 8°,1.

(VIII) Acide Δ^6-cholénique ($C_{24}H_{38}O_2$) F 160-162°.

(IX) 3α, 12α-diacétoxy Δ^6-cholénate de méthyle ($C_{29}H_{44}O_6$) F 86,5-87°,5; $[\alpha]_D^{22}$ + 95°,7.

(X) 3α, 12α-diacétoxy Δ^6-cholénate d'éthyle ($C_{30}H_{46}O_6$) F 83-84°,5.

(XI) Acide 3α, 12α-dihydroxy Δ^6-cholénique ($C_{24}H_{36}O_4$) F_{inst} 188°.

(XII) 3,12-dioxo Δ^6-cholénate de méthyle ($C_{25}H_{36}O_4$) F 157-159°; $[\alpha]_D^{21}$ 0 ± 2°.

(XIII) Acide 3,12-dioxo Δ^6-cholénique ($C_{24}H_{34}O_4$) F 178,5-180°.

(XIV) 3-éthylène dioxy 12-oxo Δ^6-cholénate de méthyle ($C_{27}H_{40}O_5$) F 117-119°; $[\alpha]_D^{22}$ + 62°,5.

(XV) 6β,7β-dihydroxy cholanate de méthyle ($C_{25}H_{42}O_4$) F 114-115°,5; $[\alpha]_D^{19}$ + 52°.

(XVI) 3α, 12α-diacétoxy 6β, 7β-dihydroxy cholanate de méthyle ($C_{29}H_{46}O_8$) F 174,5-175°,5; $[\alpha]_D^{21}$ + 108°.

(XVII) 3α, 12α-diacétoxy 6β,7β-dihydroxy cholanate ($C_{30}H_{48}O_8$) d'éthyle F 188-189°,5.

(XVIII) 6β,7α-dihydroxy cholanate de méthyle ($C_{25}H_{42}O_4$) F 106-107°; $[\alpha]_D^{21}$ + 8°,1.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) Conformément aux conventions adoptées, les substituants situés au-dessus du plan général du système tétracyclique sont désignés par la lettre β (liaison en trait plein sur la formule), et les substituants situés au-dessous par la lettre α (liaison en trait pointillé).

(2) D. R. James, R. W. Rees et C. W. Shoppee, *J. Chem. Soc.*, 1955, p. 1370.

(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 175.

(4) E. H. Mosbach, W. Mayer et F. E. Kendall, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 5800.

(5) La monocétalisation en 3 de divers acides biliaires polycétoniques fera l'objet d'une prochaine publication (H. B. Kagan et J. Jacques).

(6) D. H. R. Barton, *Nature*, 164, 1949, p. 316.

(7) Toutes les rotations sont mesurées dans le dioxane (C ≠ 2 %). Les rotations moléculaires théoriques sont calculées à partir de la valeur [M] = + 94° pour l'acide cholanique (dioxane) et en utilisant la table standard de Barton (13).

(8) C. Djerassi et J. Fishman, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 4 291.

(9) J. Pataki, C. Rosenkranz et C. Djerassi, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 5 375.

(10) K. Yamasaki, V. Rosnati, M. et L. F. Fieser, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 3 308.

(11) L. F. Fieser et S. Rajagopalan, *J. Amer. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 3 938.

(12) D. H. R. Barton et R. C. Cookson, *Quart. Rev.*, 10, 1956, p. 44.

(13) W. Klyne dans *Determination of Organic structures by physical methods*, Academic Press Inc., New-York, 1955.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Rôle de l'effet stérique dans la formation des hydroxy-5 et méthoxy-5 méthyl-3 éthyl-2 indanones.* Note de M. **Robert Granger**, Mlle **Monique Corbier**, MM. **Jacques Vinas** et **Pierre Nau**, présentée par M. Marcel Delépine.

Une seule hydroxy-5 ou méthoxy-5 méthyl-3 éthyl-2 indanone, non encore décrite et probablement trans, apparaît dans l'action du chlorure d'éthyl-2 crotonyle sur le phénol ou l'anisole, dans l'isomérisation de l'éthyl-crotonate de phényle en présence de chlorure d'aluminium ou dans l'éthylation de la méthoxy-5 méthyl-3 indanone.

Dans une Note précédente (1), nous avions indiqué que divers procédés d'obtention des méthyl-3 éthyl-2 indanones ne conduisaient qu'à un seul isomère, vraisemblablement trans.

Les résultats qui suivent montrent qu'il en est de même lorsque le noyau supporte une fonction phénol ou éther : il n'apparaît toujours qu'une seule hydroxy-5 ou méthoxy-5 méthyl-3 éthyl-2 indanone, de structure trans probable.

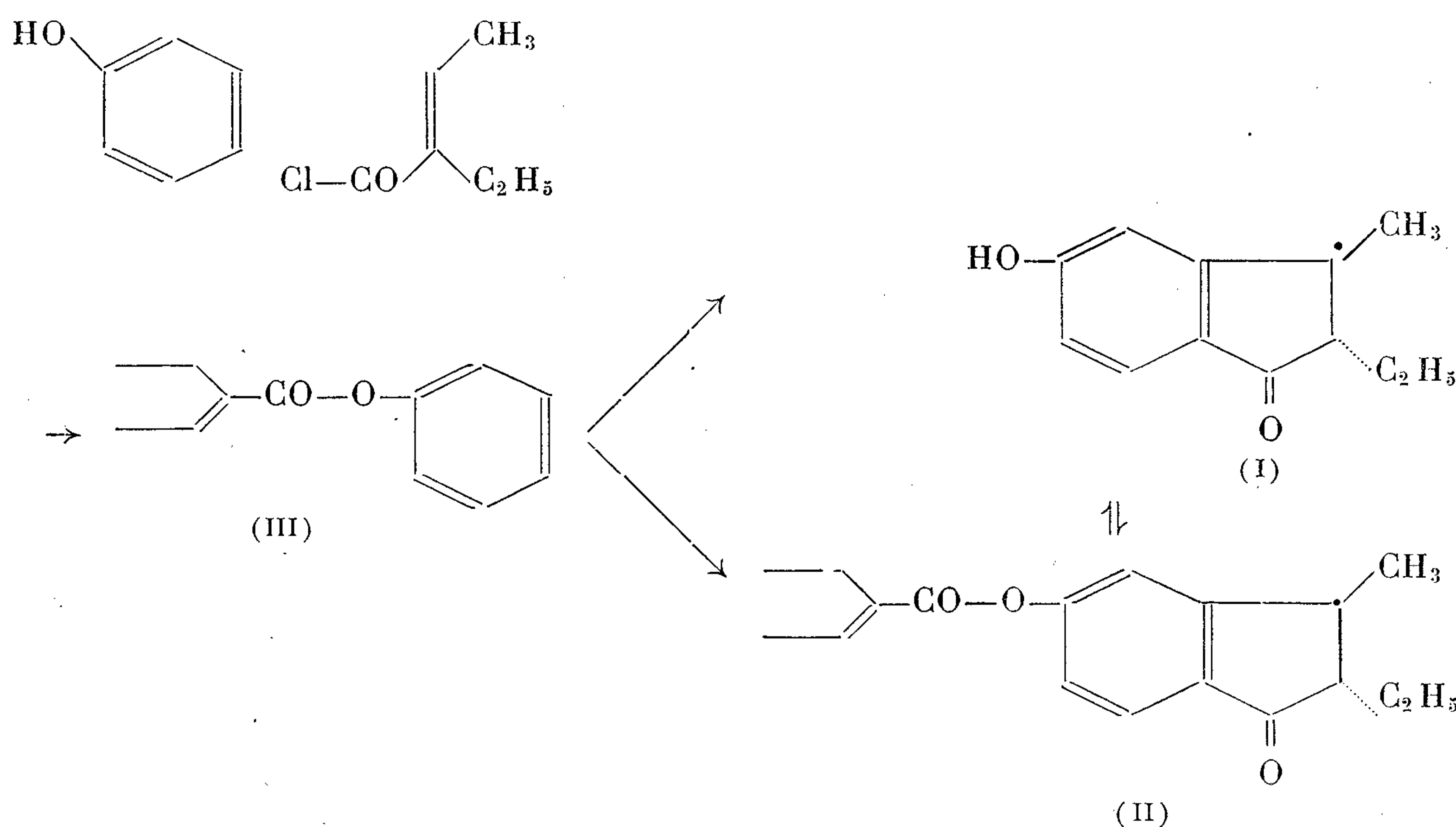
1. *Action du chlorure d'éthyl-2 crotonyle sur le phénol.* — Cette réaction, réalisée en présence de chlorure d'aluminium, donne lieu à une seule hydroxy-5 méthyl-3 éthyl-2 indanone (I) F 95°, DNP F 218-220°. La cétone éthylénique intermédiaire n'est pas décelable.

Lorsque la réaction est effectuée en milieu nitrobenzénique à 90° pendant 3 h, en utilisant des quantités moléculairement égales à 1 pour le phénol, 2 pour le chlorure et 2,6 pour le chlorure d'aluminium, on isole, à côté de l'indanone précédente, son ester éthyl-2 crotonique $É_{10}$ 200-205°. Celui-ci, par hydrolyse, régénère l'indanone F 95° et l'acide éthyl-2 crotonique F 45°.

En opérant en milieu sulfure de carbone, à la température d'ébullition pendant 24 h, on observe le même résultat, mais on sépare 10 % environ d'éthyl-2 crotonate de phényle (III). Avec des quantités équimoléculaires de phénol, de chlorure et de chlorure d'aluminium et en limitant la durée de chauffage à 1 h, on ne retrouve que l'éthyl-2 crotonate de phényle.

On peut donc considérer que dans l'action du chlorure sur le phénol, le premier temps est la formation de l'éthyl-2 crotonate de phényle qui subit, peu à peu, une transposition de Fries, complétée de cyclisation.

Effectivement, nous avons constaté que l'éthyl-2 crotonate de phényle (III) prenait naissance, avec un rendement élevé, par simple contact à froid du phénol et du chlorure d'éthyl-2 crotonyle, et que cet ester s'isomérisait presque quantitativement sous l'influence du chlorure d'aluminium en milieu nitrobenzénique pendant 3 h à 90° en donnant la même indanone F 95°.



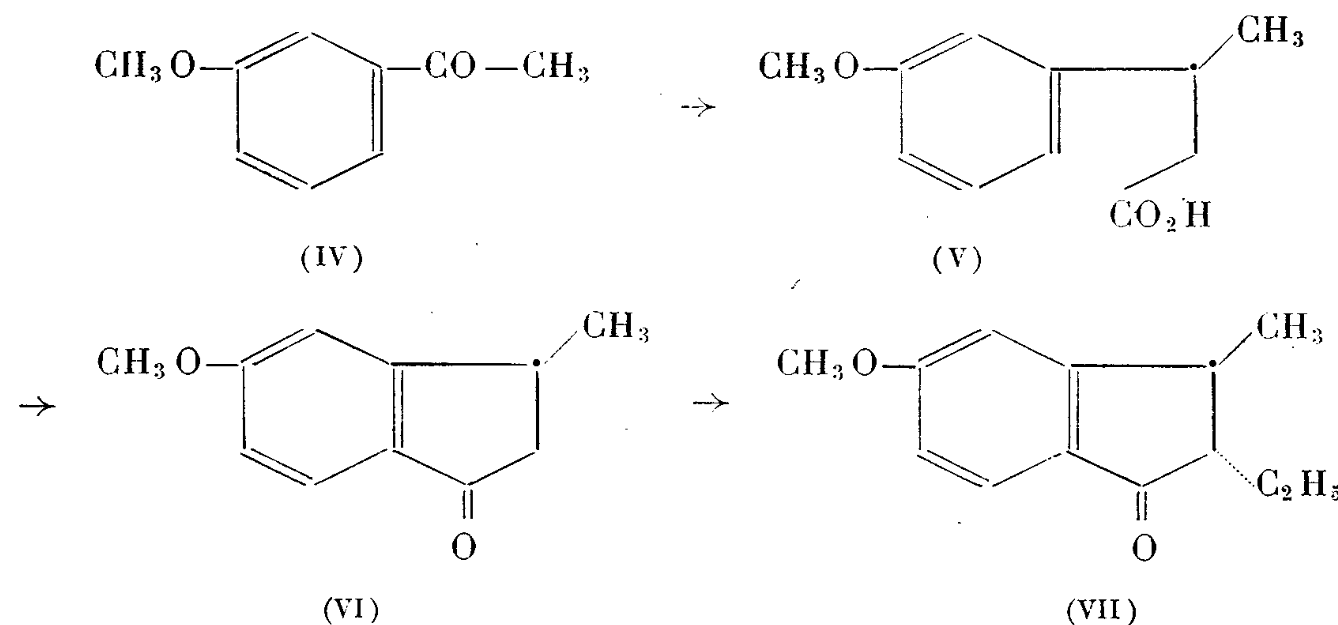
L'ester éthyl-2 crotonique de l'hydroxy-5 méthyl-3 éthyl-2 indanone (II), proviendrait soit de l'estérification de celle-ci, soit de l'action du chlorure d'éthylcrotonyle sur l'éthyl-2 crotonate de phényle.

2. *Action du chlorure d'éthyl-2 crotonyle sur l'anisole.* — En opérant en milieu nitrobenzénique à 90° pendant 3 h, avec des quantités équimoléculairement égales à 1 pour l'anisole, 2 pour le chlorure et 2,6 pour le chlorure d'aluminium, on isole à la fois la méthoxy-5 méthyl-3 éthyl-2 indanone $É_{15}$ 80°; DNP F 164-165° et l'hydroxy-5 méthyl-3 éthyl-2 indanone précédente F 95°. Les deux composés sont reliés par méthylation en milieu alcalin ou déméthylation par le chlorure d'aluminium.

3. *Éthylation de la méthoxy-5 méthyl-3 indanone.* — La méthoxy-5 méthyl-3 indanone, qui a été décrite récemment par L. H. Conover [2], a été préparée à partir de la *m*-méthoxyacétophénone (IV), par une voie nouvelle qui a permis de faire connaître divers composés : (*m*-méthoxyphényl)-3 hydroxy-3 butyrate d'éthyle : $É_5$ 155°; (*m*-méthoxyphényl)-3 crotonate d'éthyle $É_5$ 150-152°; acide (*m*-méthoxyphényl)-3 crotonique F 101-102°; (S-benzylthiouronium F 135-137°); (*m*-méthoxyphényl)-3 buty-

rate d'éthyle $É_5$ 150-151°; acide (*m*-méthoxyphényl)-3 butyrique liquide (V) (S-benzylthiouronium F 154-155°).

Le chlorure de cet acide, cyclisé en présence de chlorure d'aluminium donne la méthoxy-5 méthyl-3 indanone (VI) $É_{10}$ 175-180°; semicarbazone F 208-209° (Conover F 213-218°); DNP F 233-234° et, par déméthylation, l'hydroxy-5 méthyl-3 indanone F 145°, DNP F 257-259°.



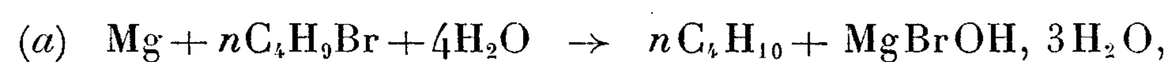
L'éthylation par le bromure d'éthyle de la méthoxy-5 méthyl-3 indanone sodée ne fait apparaître que la méthoxy-5 méthyl-3 éthyl-2 indanone (VII) DNP F 165°, identique à celle qui résulte de l'action du chlorure d'éthyl-2 crotonyle sur l'anisole.

[1] *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1048.
[2] *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 4017.

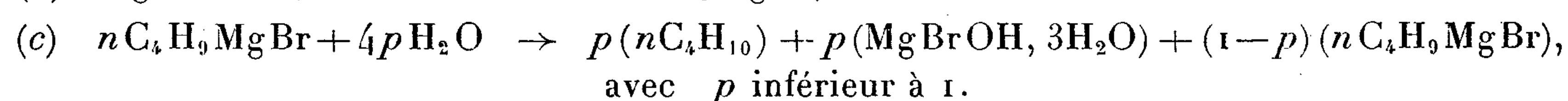
(*Faculté de Pharmacie, Montpellier, Hérault.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Initiation de la réaction de Grignard. Action du bromure de magnésium éthéré.* Note de MM. **Maxence Meyer** et **Claude Shimodaira**, présentée par M. Marcel Delépine.

1. Nous avons montré que, lorsque l'éther n'est pas rigoureusement sec, la réaction de formation de nC_4H_9MgBr peut être divisée en trois périodes [1]. La seconde et la troisième période correspondent aux réactions (*a*) et (*b*) ci-dessous, tandis que l'action de l'eau sur nC_4H_9MgBr a lieu suivant la réaction (*c*) où $MgBrOH, 3H_2O$ est suffisamment stable pour ne pas réagir sur l'organomagnésien.


(*a*) $Mg + nC_4H_9Br + 4H_2O \rightarrow nC_4H_{10} + MgBrOH, 3H_2O,$

(*b*) $Mg + nC_4H_9Br \rightarrow nC_4H_9MgBr,$


(*c*) $nC_4H_9MgBr + 4pH_2O \rightarrow p(nC_4H_{10}) + p(MgBrOH, 3H_2O) + (1-p)(nC_4H_9MgBr),$ avec p inférieur à 1.

2. L'action initiatrice du bromure de magnésium éthéré (préparé par action du brome sur le magnésium recouvert d'éther sec) sur la réaction de Grignard a déjà été signalée ([2]) et peut être constatée au moyen de l'expérience décrite ci-dessous.

On place dans un ballon 200 cm³ d'éther contenant 226 mg d'eau, 8 g de Mg et 39 g de nC_4H_9Br. La réaction inhibée par l'eau ne se fait pas ([1]); si l'on y ajoute Br_2Mg en solution éthérée, elle démarre et l'éther se met à bouillir au bout d'un délai variable reproduit dans le tableau ci-dessous (température initiale du milieu réactionnel, 20° C).

Rapport molaire $\frac{H_2O}{Br_2Mg}$	1,02	1,18	1,58	1,82	2,96	3,78	5,58	6,95	8,34
Délai de démarrage (mn).....	5	6	29	33	42	44	72	147	269

L'addition de Br_2Mg éthéré fait donc cesser l'inhibition due à la présence de l'eau; nous allons voir que ce résultat doit être attribué à la formation de deux hydrates $Br_2Mg, 6H_2O$ et Br_2Mg, H_2O, et que le monohydrate est assez stable pour ne pas réagir sur l'organomagnésien formé.

3. Dans le bromure de magnésium éthéré, Br_2Mg se trouve associé à 1, 2 ou 3 mol d'éther ([3]). La solution éthérée concentrée se sépare en deux phases, contenant respectivement 6 et 39 % de Br_2Mg à la température de 11° C. Si à la première phase, éclaircie par filtration, on ajoute des quantités croissantes d'éther humide, on voit apparaître un précipité blanc de $Br_2Mg, 6H_2O$ fondant avec décomposition à 165° C et déjà signalé par Mentchoutkine ([4]); sa solubilité dans l'éther est faible (250 mg par litre d'éther à la température de 20° C).

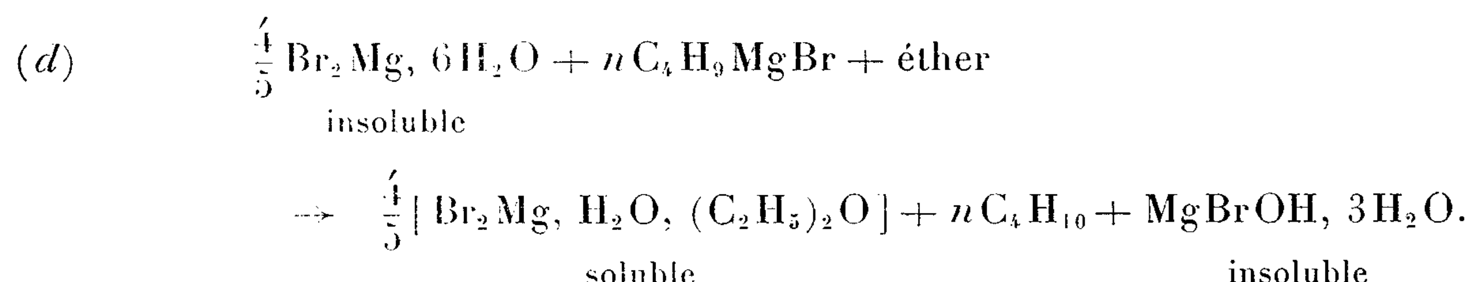
Si dans l'éther sec, contenant l'hexahydrate en suspension, on ajoute des quantités croissantes de Br_2Mg éthéré, le précipité se redissout et la solution redevient claire quand elle contient exactement 1 mol de Br_2Mg pour 1 mol d'eau. Il est facile de constater que l'eau se trouve très fortement associée au bromure de magnésium, car cette solution ne réagit pas sur une solution claire de nC_4H_9MgBr; on ne constate pas d'élévation de température, et le mélange porté à l'ébullition ne donne pas le précipité de $MgBrOH, 3H_2O$ qui devrait se produire quantitativement d'après la réaction (*c*) ci-dessus si l'eau se trouvait à l'état libre.

Si l'on effectue la réaction de Grignard en présence de Br_2Mg éthéré, de telle sorte que le rapport molaire H_2O/Br_2Mg soit sensiblement inférieur à 1, la réaction (*a*) ne se produit plus et le milieu réactionnel reste clair jusqu'à la fin de la réaction (*b*).

4. Si l'on distille sous une pression de 14 mm à 0° C une solution éthérée contenant une proportion équimoléculaire d'eau et de bromure de magnésium, on constate qu'il se forme un précipité dont le poids cesse de diminuer pour une composition correspondant à $Br_2Mg, H_2O, (C_2H_5)_2O$.

En réchauffant, sous 14 mm, à la température de 60° C, la molécule d'éther restante distille et il reste un produit solide hygroscopique de formule Br_2Mg, H_2O.

5. L'hexahydrate est beaucoup moins stable que le monohydrate vis-à-vis de l'organomagnésien; la température d'une solution de nC_4H_9MgBr dans laquelle on verse une suspension d'hexahydrate s'élève; après refroidissement, la solution contient toujours un précipité qu'on peut isoler; sa composition correspond à $MgBrOH, 3H_2O$. Comme nous savons que Br_2Mg, H_2O est stable et soluble dans l'éther, la réaction qui s'est faite peut s'écrire :



$$(d) \qquad \frac{4}{5}\underset{\text{insoluble}}{Br_2Mg, 6H_2O} + nC_4H_9MgBr + \text{éther}$$

$$\to \frac{4}{5}\underset{\text{soluble}}{[Br_2Mg, H_2O, (C_2H_5)_2O]} + nC_4H_{10} + \underset{\text{insoluble}}{MgBrOH, 3H_2O}.$$

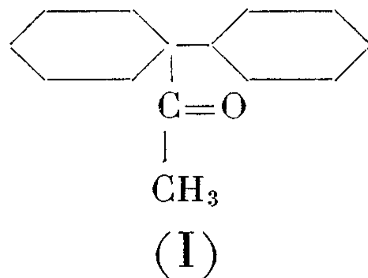
Conclusion. — L'initiation de la réaction de Grignard par le bromure de magnésium éthéré s'explique par la formation d'un hydrate complexe stable associé à 1 mol d'éther lorsqu'il est en solution dans ce solvant. L'éther présumé sec contenant en général 100 mg d'eau par litre, il suffit d'y ajouter un peu plus de 1 g de Br_2Mg éthéré pour le déshydrater complètement et obtenir un démarrage rapide de la réaction; on peut également ajouter dans le milieu réactionnel 1 à 2 g de brome de façon à préparer Br_2Mg. Nous trouvons donc une confirmation des propositions annoncées dans la Note précédente ([1]), à savoir que Br_2Mg fait cesser l'inhibition parce qu'il joue le rôle de déshydratant et que le monohydrate formé ne réagit pas sur l'organomagnésien.

([1]) M. Meyer et C. Shimodaira, *Comptes rendus*, 243, 1956, p 846.
([2]) Gilman et Vanderwal. *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, 48, 1929, p. 160-193.
([3]) Mentchoutkine, *Chem. Zentr.*, 2, 1906, p. 1481.
([4]) *J. Soc. Physico-Chimique de l'U. R. S. S.*, 35, 1903, p. 610-623.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Étude comparative des énolates bromomagnésien et sodique de la (cyclohexyl-1 cyclohexyl) méthyl cétone.* Note de M[me] **Micheline Charpentier-Morize**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'aminoalcoylation et l'hydroxyalcoylation de la (cyclohexyl-1 cyclohexyl) méthyl cétone, cétone encombrée stériquement, ont lieu avec de bons rendements par l'intermédiaire de l'énolate bromomagnésien correspondant. L'alcoylation de cette même cétone s'effectue par l'intermédiaire de l'énolate sodique.

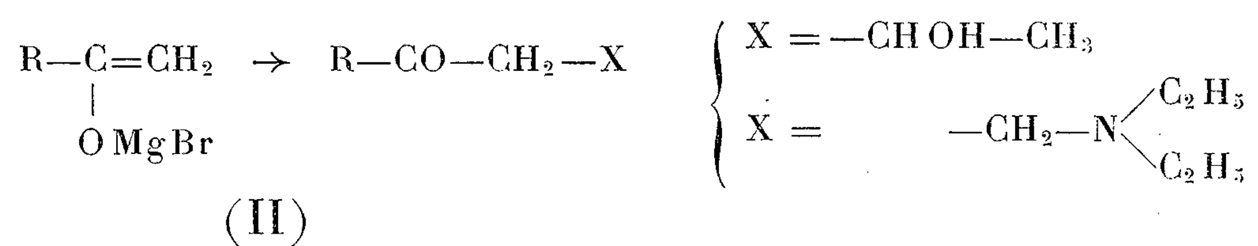
Au cours de l'étude de la (cyclohexyl-1 cyclohexyl) méthyl cétone ([1]), cétone

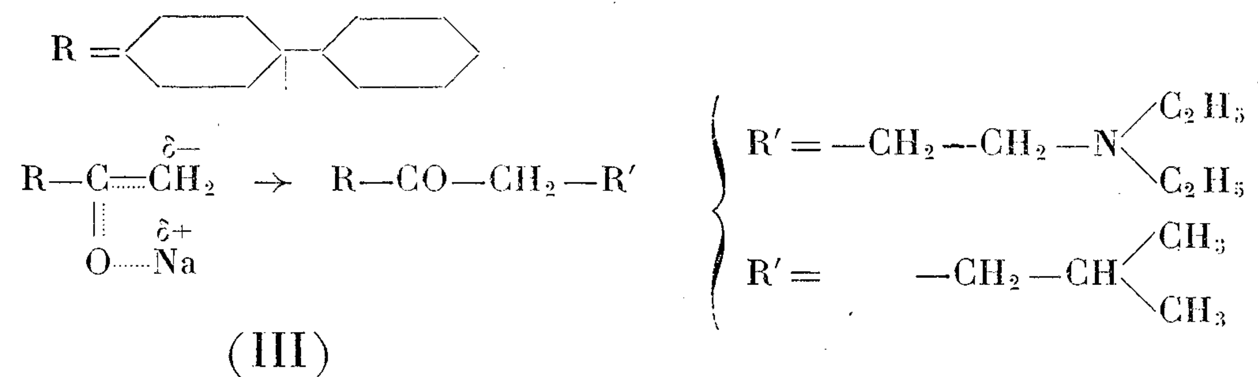


encombrée stériquement, il s'est avéré que certaines réactions classiques d'alcoylation (sodation par l'amylate tertiaire de sodium) ([2]), d'amino-alcoylation (réaction de Mannich en présence de solvants hydroxylés, tant en milieu acide qu'en milieu alcalin) ([3]), ([4]), d'hydroxyalcoylation (action d'un aldéhyde en présence de soude alcoolique) ([5]), échouent : la cétone (I) est intégralement récupérée.

Il est démontré que généralement la vitesse de ces réactions dépend à la fois de la constante K de l'équilibre cétone ⇌ énol (ou carbanion) et de la vitesse d'addition du réactif sur l'énol ou le carbanion intermédiairement formé ([6]), ([7]).

Une des raisons susceptibles d'expliquer la non-réactivité de la cétone (I) dans ces réactions, pouvait être une très faible valeur de K. Pour surmonter cette difficulté, nous avons voulu déplacer cet équilibre en utilisant les énolates métalliques de la cétone (I). Nous avons alors observé que l'alcoylation, l'amino-alcoylation et l'hydroxyalcoylation de la cétone (I) étaient possibles en utilisant tantôt l'énolate bromomagnésien (II), tantôt l'énolate sodique (III).





Le tableau suivant résume nos expériences.

Ces résultats font ressortir entre les énolates (II) et (III) une nette différence de comportement. Le premier ne donne pas lieu aux réactions impliquant un mécanisme du type S_{N2}, mais à des réactions susceptibles d'avoir lieu par des mécanismes cycliques ou concertés : réaction avec une pseudo-base [réaction (*a*)] ([8]) ou réaction d'addition sur le carbonyle [réaction (*e*)]. Au contraire, l'énolate sodique donne facilement lieu aux réactions de substitution nucléophiles [réaction (*c*)] et [réaction (*d*)] ([9]).

Réactifs.	Produit obtenu à partir de l'énolate (II) en solution éthérée.	Produit obtenu à partir de l'énolate (III) en solution toluénique.
(*a*) $C_2H_5O-CH_2-N(C_2H_5)_2$...	$R-CO-CH_2-CH_2-N(C_2H_5)_2$ Rdt 75 % [8]	Pas de réaction
(*b*) $HCHO + NH(C_2H_5)_2$.....	–	$R-CO-CH_2-CH_2-N(C_2H_5)_2$ Rdt 20 % (A)
(*c*) $Cl-CH_2-CH_2-N(C_2H_5)_2$...	$R-CO-CH_2-CH_2-CH_2-N(C_2H_5)_2$ Traces	$R-CO-CH_2-CH_2-CH_2-N(C_2H_5)_2$ Rdt 40 %
(*d*) $Br-CH_2-CH(CH_3)_2$.....	Pas de réaction	$R-CO-CH_2-CH(CH_3)_2$ Rdt 50 %
(*e*) CH_3-CHO..............	$R-CO-CH=CH-CH_3$ + $R-CO-CH_2-CHOH-CH_3$ Rdt 60 %	$R-CO-CH=CH-CH_3$ + $R-CO-CH_2-CHOH-CH_3$ Rdt 10 %

(A) Cette réaction a été effectuée en utilisant le diméthylformamide comme solvant.

La différence de comportement des énolates (II) et (III) est évidemment due à la différence de nature des métaux favorisant et permettant tel ou tel mécanisme réactionnel. Ainsi par exemple, le magnésium, métal très coordinatif, contrairement au sodium permet l'existence de mécanismes cycliques lors de la réaction d'un énolate bromomagnésien [10].

Une étude plus approfondie permettra de préciser ce point de vue.

Partie expérimentale. — La préparation de l'énolate (II) a été décrite dans une Note précédente [8]. L'énolate (III) est préparé par addition de la quantité théorique d'amidure de sodium à la cétone (I) en solution toluénique. Le mélange réactionnel est porté à l'ébullition pendant trois jours [11].

(*Cyclohexyl-1 cyclohexyl*) *isoamyl cétone.* $É_{12}$: 185-188°. $C_{18}H_{32}O$. C %, calculé 81,89; trouvé 81,89. H %, calculé 12,22; trouvé 12,41. Préparée par addition d'un excès de bromure d'isobutyle (deux fois la quantité théorique). Le mélange réactionnel est porté à l'ébullition pendant quinze jours. L'oxydation par NO_3H fumant donne l'acide (cyclohexyl-1 cyclohexane) carboxylique [12]. Un spectre infrarouge a confirmé la structure cétonique.

(*Cyclohexyl-1 cyclohexyl*) *ω-diéthylaminopropyl cétone.* $É_2$ 130-133°. $C_{20}H_{37}ON$. Chlorhydrate $C_{20}H_{38}ONCl$. Cl %, calculé 10,3; trouvé 10,5. Est obtenue par addition d'un excès de $Cl-CH_2-CH_2-N(C_2H_5)_2$ (une fois et demie la quantité théorique) à l'énolate sodique en solution toluénique. Le tout est porté à ébullition pendant 8 h. Un spectre infrarouge a confirmé la structure cétonique.

(*Cyclohexyl-1 cyclohexyl*)-*1' butène-2 one-1*. $C_{16}H_{26}O$. F 44-46°. Préparé par addition de l'énolate (II) à un excès d'acétaldéhyde en solution éthérée (deux fois la quantité théorique). Une chromatographie sur célite a permis d'isoler la cétone éthylénique, identifiée par un spectre ultraviolet.

(1) M. CHARPENTIER-MORIZE, *Bull. Soc. chim.*, 1954, p. 497.
(2) J. M. CONIA, *Bull. Soc. chim.*, 1950, p. 537.
(3) C. MANNICH et W. HOF, *Arch. Pharm.*, 265, 1927, p. 589.
(4) S. V. LIEBERMAN et E. C. WAGBER, *J. Org. Chem.*, 14, 1949, p. 1001.
(5) J. E. DUBOIS, *Bull. Soc. chim.*, 1950, p. 61.
(6) E. R. ALEXANDER et E. J. UNDERHILL, *J. Amer. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 4014.
(7) R. P. BELL, J. *Chem. Soc.*, 1937, p. 1637.
(8) M. CHARPENTIER-MORIZE, H. RIVIÈRE-LARRAMONA et B. TCHOUBAR, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1735.
(9) Le fait que la réaction de Mannich [réaction (*b*)] n'a lieu que dans le diméthylformamide, solvant non hydroxylé mais très polaire, suggère dans ce cas l'ionisation du réactif aminoalcoylant, c'est-à-dire la formation de l'ion $\underbrace{-CH=N}_{+}\Big\langle$.
(10) M. S. KHARASCH et O. REINMUTH, *Grignards Reactions of Non metallic Substances*, Constable, London, 1954, p. 176.
(11) Nous reviendrons sur la lenteur frappante de cette réaction dans une publication ultérieure.
(12) B. TCHOUBAR, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 580.

MINÉRALOGIE. — *La texture des pyrophyllites et son influence sur leur courbe thermique différentielle.* Note de MM. **JEAN ORCEL, STÉPHANE HÉNIN** et Mlle **SIMONNE CAILLÈRE**, transmise par M. Charles Mauguin.

Les courbes thermiques de pyrophyllite présentent une variabilité qui ne semble pouvoir être interprétée que par la taille des cristaux.
On peut admettre que cette taille est très variable car le minéral se présente souvent sous la forme de fibres constituées par des agrégats de cristallites élémentaires extrêmement allongées et de sections très variables.

Si l'on considère la structure de la pyrophyllite et la formule qui en découle $Si_4Al_2O_{10}(OH)_2$ on est amené à supposer qu'il existe dans ce minéral un seul départ d'eau.

Or l'un de nous a publié (1) antérieurement les courbes d'analyses thermiques différentielles de pyrophyllites. D'après ces premiers résultats il semblait qu'on pouvait distinguer deux types de courbes. L'un était caractérisé par un seul crochet endothermique vers 800°, tandis que l'autre présentait deux inflexions endothermiques l'une vers 550°, l'autre vers 800°, cette dernière étant d'ailleurs moins développée que dans le premier cas.

L'examen de quelques échantillons avait conduit à supposer que les courbes à deux inflexions correspondaient à des minéraux impurs, peut-être à des mélanges de pyrophyllite et de fines lamelles de kaolinite, et en conclusion, il était indiqué qu'il serait nécessaire de reprendre ce travail en partant d'échantillons mieux définis; c'est ce que nous nous proposons de faire dans cette Note.

Nous avons choisi, parmi les nombreux échantillons de pyrophyllite de

la collection du Muséum, ceux que l'étude microscopique et l'examen à l'aide des rayons X ont permis de considérer comme purs.

Ainsi pour les trois échantillons choisis on observe bien une courbe d'analyse thermique différentielle à un seul crochet, mais les températures de départ varient d'environ 100° suivant les échantillons.

Nous avons pensé que cet abaissement de température pouvait s'interpréter par une variation de composition. Or les résultats des analyses reproduites ci-dessous prouvent que les pyrophyllites ne contiennent comme impuretés que du magnésium, en dehors du fer dont la teneur est toujours constante. Tous les faits expérimentaux établis d'autre part montrent que pour un même type de structure, la substitution de Mg à Al tend à élever la température de départ d'eau, cet effet n'est d'ailleurs sensible que si la substitution est importante. Remarquons enfin que dans les cas envisagés, il n'y a aucune corrélation entre la teneur en magnésium et la température de l'inflexion thermique.

	(1).	(2).	(3).
SiO_2	64,20	65,3	66,20
Al_2O_3	29,1	26,6	27
Fe_2O_3	1,1	1,2	1
MgO	0,2	2,3	1,2
H_2O	5	4,2	5
	99,6	99,6	100,4
Températures des inflexions (° C)...	670	685	775

(1) Vips, Valais, Suisse, n° 101.632.
(2) Clay, Caroline du Nord, U. S. A., n° 108.1243.
(3) Orange, Caroline du Nord, U. S. A., n° 74.77.

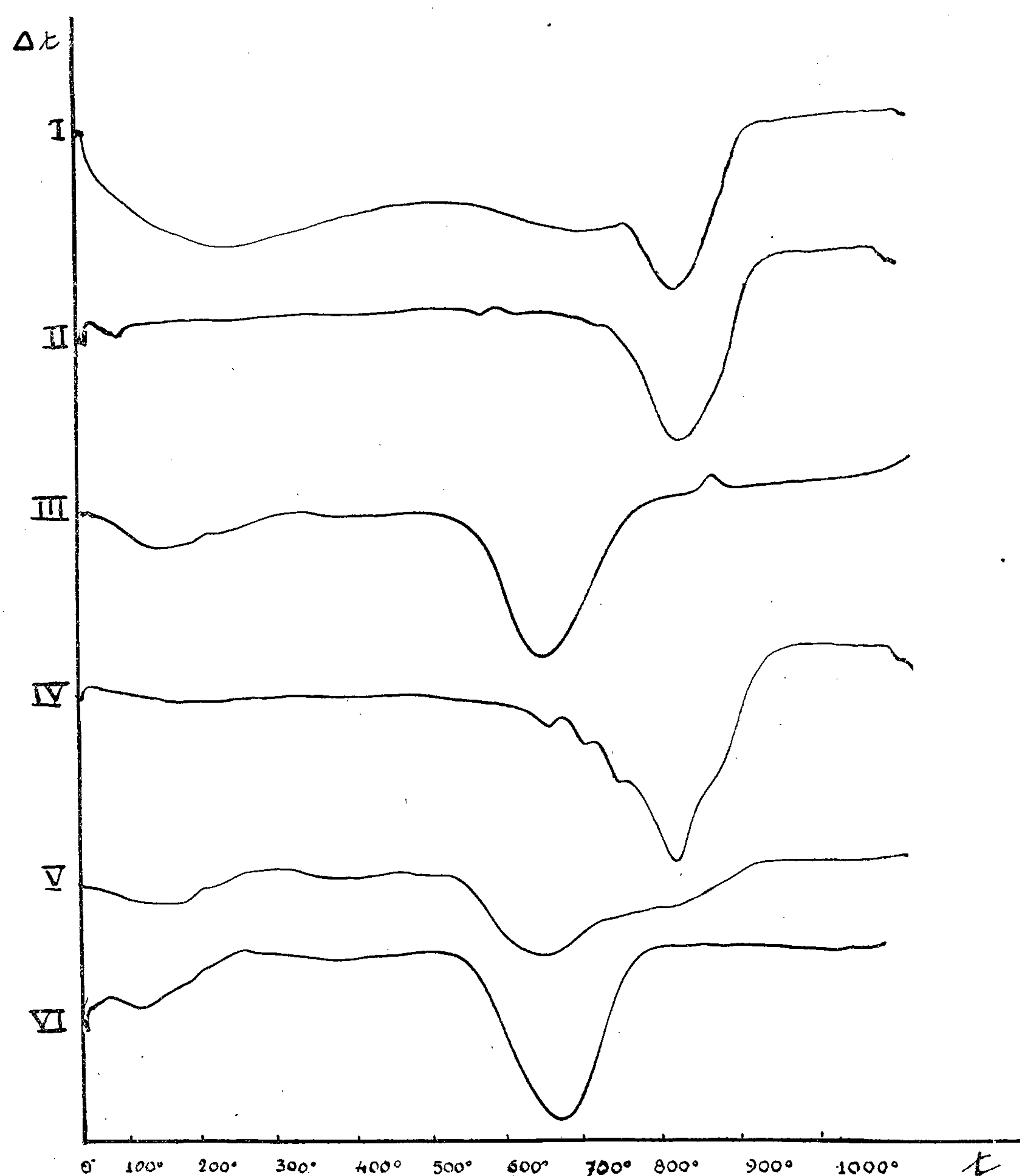
Dans ces conditions le seul facteur qui permette d'expliquer les variations de température est la taille des particules. Pour vérifier ce fait, nous avons soumis au broyage deux échantillons de pyrophyllite de Clay et d'Orange, perdant leur eau à des températures assez différentes. Nous avons pu constater une baisse considérable de température atteignant 150° à la suite du broyage ainsi que le montrent les courbes ci-jointes. (Comparer les courbes I, II et IV avec III et VI.)

Il est alors possible d'admettre que les différences de températures de départ d'eau, enregistrées par l'analyse thermique, soient dues à la taille des particules. Si donc un même échantillon contient des cristaux de tailles très différentes, sa courbe thermique peut comporter un crochet dédoublé.

A priori cette hypothèse paraissait peu vraisemblable, les échantillons de pyrophyllite se présentant macroscopiquement sous forme de lamelles nacrées, assemblées en masses radiées ou fibreuses.

Nous avons examiné aux rayons X de tels assemblages, et nous avons eu

la surprise de constater qu'ils donnaient tous des diagrammes de fibres correspondant à une bonne organisation des cristaux constitutifs, ceux-ci étant allongés suivant a, la périodicité étant de 5,17 Å.



Courbes d'analyse thermique différentielle de pyrophyllites : I. de Visp, Valais $< 0,28$ mm ; II. de Clay, Caroline du Nord $< 0,28$ mm ; III. *idem* $< 2\,\mu$; IV. Orange, Caroline du Nord $< 0,28$ mm ; V. *idem* 50 % $< 0,28$ mm et 50 % $< 2\,\mu$; VI. *idem* $< 2\,\mu$.

La régularité d'un tel assemblage ne se comprend que si l'on admet que les cristaux constitutifs sont réunis parallèlement à une direction et que statistiquement ils ont toutes les orientations possibles autour de la direction d'allongement. Cette disposition s'explique, soit par un assemblage de cristaux aciculaires, soit par le groupement de tels cristaux autour de lames de plus grandes dimensions. Il n'est donc pas possible de juger macroscopiquement de la dimension des cristallites.

Ce faciès qui semble très fréquent dans les échantillons de pyrophyllite et qui n'avait pas encore été signalé à notre connaissance, justifie l'inter-

prétation que nous avons proposée pour la variabilité du phénomène thermique.

Ainsi il paraît raisonnable d'admettre que dans un certain nombre de cas on puisse obtenir avec des pyrophyllites minéralogiquement pures des courbes thermiques présentant des crochets dédoublés. Ce fait n'exclut pas, bien entendu, que cet aspect puisse être dû parfois à la présence d'impuretés. Celles-ci pourraient alors être mises en évidence par l'analyse chimique et les rayons X.

(1) J. ORCEL, *Congrès Internat. des Mines, Métallurgie et Géologie appliquée*, 1935, Sect. Géol. appl., p. 365.

(2) S. CAILLÈRE et S. HÉNIN, *Verres et Silicates industriels*, Bruxelles, 1948, 13, n° 9, p. 114-118.

GÉOLOGIE. — *Observations géologiques nouvelles entre Chelva et Benageber (Province de Valencia, Espagne)*. Note de MM. **ALBERT F. DE LAPPARENT, LUCIEN MONTADERT** et **ROLAND PENTECÔTE**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Découverte d'un affleurement paléozoïque, amorçant un pli remarquable. Précisions sur la stratigraphie du Trias, du Jurassique et du Crétacé.

Des levers géologiques détaillés entrepris autour de Chelva et dans la région de Benageber, où se trouve établi maintenant le grand barrage dit « Pantano del Generalisimo », nous ont conduits à découvrir un certain nombre de faits nouveaux.

STRATIGRAPHIE. — Au Nord de Chelva, l'érosion d'un torrent fait apparaître de manière inattendue une lame de terrains paléozoïques : schistes séériciteux, quartzites verts et quartzites ferrugineux, avec des passées de schistes noirs, carburés. Ainsi reparaît, plus loin au Sud-Est qu'on ne le connaissait jusqu'ici, le socle de la Chaîne ibérique qui affleurait dans les Montes Universales.

Le Trias de Chelva présente un type classique dans l'Espagne centrale. Le Trias inférieur est formé de grès rouges, épais de 400 m, englobant sans doute, à la base, du Permien (pélites rouges et conglomérats quartzeux); le tout est discordant sur le Paléozoïque.

Le Trias moyen débute de manière constante par quelques couches cargneuliques brunâtres, suivies de dolomies gris foncé en petits bancs, avec calcaires vermiculés, d'une épaisseur de 50 m en moyenne. Au-dessus, viennent des gypses et des argiles bariolées, qui comportent des passées de grès rouges psammitiques et sont surmontés par des dolomies grises sans fossiles. Par comparaison avec les séries de Catalogne récemment précisées par Mlle C. Virgili (1), tout cela représenterait le Muschelkalk.

Par dessus, vient *une nouvelle série argilogypseuse*, avec lentilles dolomitiques interstratifiées; il s'agit cette fois du Keuper. On peut parfois hésiter sur le terrain pour les attributions, lorsque des dolomies plus ou moins broyées ont été introduites mécaniquement dans les niveaux argilogypseux. Mais en général cette distinction de deux séries gypseuses d'âge différent permet une bonne cartographie, qui serait autrement impossible à débrouiller si tous les gypses devaient être rapportés au Keuper, comme on le croyait auparavant.

Venant au Jurassique, nous pouvons caractériser paléontologiquement les principaux étages, en particulier dans les gorges du Rio Turia en aval du barrage, avec une précision qu'on n'avait pas encore pour cette région.

Au-dessus d'un Infralias dolomitique et d'un Lias moyen calcaire, des marnes et calcaires marneux sont datés du Toarcien par une faune de Brachiopodes (déterminations dues à M^lle^ J. Drot) : *Rhynchonella meridionalis*, *R. vasconcellosi*, *R. batalleri*, *Terebratula subpunctata* var. *hispanica*, *T. punctata* var. *arcta* et *lata*. Au-dessus, 50 m de calcaires oolithiques et à chailles ont fourni *Rhynchonella* cf. *plicatula* et des Ammonites (*Hammatoceras* sp., *Ludwigia* cf. *aperta*) de l'Aalénien.

Le Dogger, peu épais, est indiqué par *Rhynchonella plicatella*, *Garantia* sp., *Parkinsonia* sp., *Cadomites* sp.

Un ensemble calcaire et marneux qu'on ne peut pas diviser cartographiquement a fourni des faunes d'Ammonites (déterminations de M. J. Sornay) allant du Callovien à *Grossouvria* cf. *meyeri*, *Macrocephalites macrocephalus*, *Reineckeia rehmani*, *R.* cf. *liffolensis*, au Séquanien à *Ataxioceras inconditum*. Des calcaires à pisolithes et Algues, reconnaissables partout, renferment à la base *Ataxioceras* cf. *lictor* et *Aspidoceras* cf. *orthocera* du Kimmeridgien.

Le Portlandien, de type purbeckien, comprend des alternances de formations saumâtres (Huîtres, Gastéropodes, un *Perisphinctes* du Jurassique supérieur) et continentales [dents de Poissons, ossements de Dinosauriens ([2])]. Les formations wealdiennes, sables blancs kaoliniques avec conglomérats quartzeux et argile rouge, lui font suite sur une grande épaisseur. Assez haut dans la série, on note des intercalations marines à *Orbitolina lenticularis* et *Toucasia* (Aptien), surmontées à nouveau de grès et conglomérats (Albien continental ?).

Le Crétacé supérieur débute par un niveau à *Orbitolina concava* (Cénomanien) et se poursuit par des dolomies, puis des calcaires difficiles à dater avec précision, mais contenant une microfaune marine à *Lagena*, Globigérines, Milioles et Cunéolines (Turonien et Sénonien), formant la montagne d'Atalaya.

TECTONIQUE. — 1. *Le pli couché du Pico Remedio.* — La lame paléozoïque citée plus haut est l'amorce d'un important accident. Redressé verticalement contre elle, le Trias amorce un flanc renversé de grande ampleur, qui a filé en avant sur au moins 2 km, grâce à la plasticité des gypses. *Au-dessus de ceux-ci*, on voit se dérouler le Muschelkalk calcaire en multiples replis. *Et sur le Muschelkalk*, les grès rouges du Trias inférieur, renversés, couronnent le sommet des collines, soulignant de manière spectaculaire la position inverse de la série.

En outre, le flanc normal a été poussé au Sud par dessus tout celà. Ici encore, le complexe argilogypseux est responsable d'un important décollement. Mais le Lias forme l'essentiel de la nappe, débordant le Paléozoïque et le Trias, et culminant au Pico Remedio.

De ce point élevé, soulevé probablement en même temps que le plissement, il a déferlé par gravité vers le synclinal wealdien-aptien, dans lequel le front de la nappe est venu s'emboutir. L'érosion a découpé une fenêtre (grès rouges et Muschelkalk sous le Lias broyé) et quelques lambeaux de recouvrements détachés à l'avant (Lias sur Wealdien). L'amplitude de la translation est de l'ordre de 2,5 km; en direction, l'accident s'étend sur 5 ou 6 km. Naturellement, d'assez nombreuses failles ont rompu les dolomies et calcaires liasiques.

On retiendra ce bel exemple de pli couché, avec les deux flancs conservés, mais évoluant indépendamment l'un de l'autre grâce au Keuper gypseux.

2. *Le Trias de Chelva* n'est point à proprement parler un diapir, mais un bombement érodé. Les gypses ont pourtant donné lieu à des étirements, parfois considérables, entre le Keuper et le Jurassique. Des failles recoupent cette zone et encadrent, par exemple, le horst de grès rouges qui domine Tuéjar.

3. *Le pli dysharmonique de Benageber Nuevo.* — Un long anticlinal jurassique borde au Nord la plaine de Benageber Nuevo; il est un peu dissymétrique, les couches du flanc sud étant verticales. Mais un important décollement s'est produit au niveau du Wealdien argilosableux, et la série crétacée, à partir de l'Aptien à Orbitolines, a donné un pli couché vers le Sud-Ouest, devenu complètement indépendant du noyau jurassique. Le flanc inverse est bien conservé sur une grande distance et dessine une élégante charnière. Finalement, une faille intervient et l'on rattrape le synclinal d'Atalaya.

Ces précisions stratigraphiques et ces phénomènes tectoniques, actuellement portés sur nos cartes au 125 000^e, méritaient d'être signalés, la géologie de la région étant encore peu connue ([3]).

([1]) *Cf.* C. VIRGILI, *C. R. somm. Soc. Géol. Fr.*, 1955, p. 125; *Mem. y Comunic. Instituto geolog. provinc.*, Barcelona, 13, 1955, p. 37.

(2) J. ROYO Y GOMEZ, *C. R. somm. Soc. Geol. Fr.*, 1927, p. 125; *Bull. R. Soc. Esp. Sc. nat.*, 24, 1925, p. 252.

(3) SCHLOSSER, *Centralblatt für Min. u. Géol.*, nos 21-22, 1919, p. 340.

(*Laboratoire de Géologie de l'Institut Catholique, Paris.*)

SÉDIMENTOLOGIE. — *Sur le caractère intrinsèque de l'indice d'évolution dans la méthode des faciès granulométriques.* Note de M. **ANDRÉ RIVIÈRE**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Dans la méthode des faciès granulométriques, l'*indice d'évolution* relatif à une partie du *domaine granulométrique*, ne diffère pas de l'*indice d'évolution* caractéristique de l'ensemble du sédiment. Dans la détermination de n, il est donc légitime de négliger les extrémités de la distribution.

J'ai montré [1] que la granulométrie de beaucoup de sédiments et, en particulier, de sédiments fins, pouvait s'exprimer par une fonction granulométrique relevant de la formule générale $\int ax^n\,dx$. La discussion conduisait à définir : 1° un *indice d'évolution* n figurant en exposant dans l'expression précédente; 2° un indice de classement g égal au logarithme décimal du rapport $G = M/m$, M et m désignant respectivement les diamètres des plus grandes et des plus petites particules; 3° un indice de faciès Ng, dépendant des précédents (avec $N = n + 1$). La détermination de g ne présente pas de difficultés théoriques. Celle de Ng se fait par superposition de la courbe granulométrique cumulative semi-logarithmique (abscisses en x/m) avec un faisceau de *courbes canoniques*, calculées en fonction des différentes valeurs possibles de Ng.

L'utilisation pratique de la méthode se heurtait à deux difficultés : 1° pour les sédiments fins, l'impossibilité de déterminer m autrement que par extrapolation; 2° pour les sédiments les plus grossiers (sables, graviers, galets), le caractère aléatoire des extrémités des dispersions. L'expérience a montré que la première de ces causes d'erreurs n'est pas très grave, car si l'erreur relative peut être assez considérable sur m et par suite sur G, elle est beaucoup plus faible sur $g = \log G$. La seconde difficulté a été résolue tantôt par une extrapolation empirique, tantôt en supposant qu'aux extrémités du domaine granulométrique, une répartition de caractère aléatoire se superposait à la répartition théorique. En fait, malgré le caractère très empirique de ces corrections, les résultats obtenus dans l'étude des sédiments fins et dans celle des sédiments fluviatiles [2] se montrèrent d'emblée d'un grand intérêt sédimentologique. Au contraire, les premières tentatives d'application de la méthode aux sédiments grossiers et aux sables marins furent relativement décevantes. La difficulté fut levée en comparant chacune des courbes granulométriques réelles

à deux des courbes canoniques dont l'une présentait la même médiane et l'autre la même répartition centrale ([3]). La différence des Ng permettait de définir un *indice de dispersion* caractéristique.

L'intérêt des résultats obtenus et la facilité d'interprétation qu'ils présentent ont fait apparaître la nécessité d'éviter autant que possible toute extrapolation empirique. Dès le début, j'avais remarqué que l'indice $N = n + 1$ pouvait être calculé à partir des éléments relatifs à deux points distincts de la courbe cumulative semi-logarithmique ([1]), mais la nécessité de déterminer avec précision la pente des tangentes aux points considérés rendait la méthode peu sûre. Toutefois, la formule trouvée montrait que l'indice d'évolution $n = N - 1$ pouvait être calculé correctement, *même si les limites extrêmes de la dispersion granulométrique n'étaient pas connues avec précision.* Ce résultat peut être établi directement :

Soient m et M les dimensions extrêmes des particules d'un sédiment d'indice d'évolution n $(N = n + 1)$, d, une dimension de particule intermédiaire entre m et M. Posant $G = M/m$ et $x = d/m$, on sait ([1]) que les pourcentages cumulatifs peuvent être généralement représentés par la forme canonique :

$$(1)\qquad y = 100\,\frac{x^N - 1}{G^N - 1} = 100\,\frac{\left(\frac{d}{m}\right)^N - 1}{\left(\frac{M}{m}\right)^N - 1}.$$

Considérons maintenant, pour le même sédiment, un domaine granulométrique délimité par les dimensions de particules m_1 et M_1 arbitrairement choisies à l'intérieur du domaine mM, on obtient pour les pourcentages correspondants :

$$y_1 = 100\,\frac{\left(\frac{m_1}{m}\right)^N - 1}{\left(\frac{M}{m}\right)^N - 1} = 100\,\frac{m_1^N - m^N}{M^N - m^N}$$

et, de même,

$$y_2 = 100\,\frac{M_1^N - m^N}{M^N - m^N},$$

d'où

$$(2)\qquad y_2 - y_1 = 100\,\frac{M_1^N - m_1^N}{M^N - m^N}.$$

Pour un point quelconque du domaine compris entre m_1 et M_1, on a, d'après l'équation (1) :

$$y = 100\,\frac{\left(\frac{d}{m}\right)^N - 1}{\left(\frac{M}{m}\right)^N - 1} = 100\,\frac{d^N - m^N}{M^N - m^N}.$$

Comme, par ailleurs, nous avons déjà calculé $y_2 - y_1$, nous pouvons calculer le pourcentage cumulatif y relatif au point considéré dans le nouveau domaine choisi

$$(3) \qquad y = 100\frac{y-y_1}{y_2-y_1} = 100\frac{d^N - m_1^N}{M_1^N - m_1^N} = 100\frac{\left(\frac{d}{m_1}\right)^N - 1}{\left(\frac{M_1}{m_1}\right)^N - 1} = 100\frac{X^n - 1}{G_1^N - 1}.$$

Mais d/m_1, n'est autre chose que l'abscisse réduite X correspondant au point initial dans le nouveau domaine m_1M_1 et M_1/m_1 est l'indice G_1 correspondant à ce nouvel intervalle. Nous obtenons donc ainsi la forme canonique de la fonction granulométrique correspondant à l'intervalle réduit m_1M_1 et nous constatons que l'indice d'évolution $n = N - 1$ se trouve être le même que celui qui correspond à la totalité du domaine granulométrique.

Il est donc légitime d'appliquer la méthode des indices granulométriques à une portion limitée du domaine granulométrique d'un sédiment. Ce résultat a des conséquences pratiques importantes :

1° Dans le cas d'un sédiment fin, on peut éviter toute extrapolation arbitraire en éliminant la partie du domaine granulométrique correspondant à des particules dont les dimensions sont inférieures à celles définies par le dernier prélèvement.

2° Dans le cas où les extrémités du domaine granulométrique semblent présenter des caractères suggérant une dispersion aléatoire, on fera la détermination de l'indice d'évolution en n'utilisant que la partie centrale du domaine granulométrique.

3° Enfin, pour un même sédiment, s'il est constaté que l'indice d'évolution varie d'une manière sensible avec l'extension du domaine granulométrique partiel utilisé à sa détermination ou avec la position de ce domaine granulométrique partiel à l'intérieur du domaine granulométrique total, on sera conduit à admettre que le sédiment peut être interprété comme résultant du mélange de deux ou plusieurs stocks sédimentaires ayant évolué de manière plus ou moins indépendante et cela, *même si la courbe de fréquence ne présente qu'un seul maximum.* Le cas semble fréquent pour les sédiments marins sablo-vaseux.

4° L'indice $G = M/m$ n'intervenant plus dans la détermination de l'indice d'évolution, il est possible d'utiliser un indice de classement indépendant correspondant, par exemple, à des fractiles déterminés ou à l'écart probable.

(1) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 6e série, 2, 1952, p. 155.
(2) L. R. LAFOND, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 6e série, 3, 1953, p. 175.
(3) A. RIVIÈRE, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2326.

(*Laboratoire de Géologie* (*S. P. C. N*) *Faculté des Sciences, Paris.*)

PALÉONTOLOGIE. — *Sur les affinités des Polypiers operculés*. Note de M. **Henri Termier** et M[me] **Geneviève Termier**, présentée par M. Jean Piveteau.

Nous avons déjà proposé notre façon de voir sur les affinités des Calcéolidés (1). Ces curieux polypiers, qui ne sont pas sans rappeler l'organisation de certains Actiniaires, offrent des septes très peu saillants, mais tout de même suffisants pour indiquer une nette disposition zaphrentoïde. D'autre part, le faible développement septal joint à l'existence de planchers vésiculaires incitent à rapprocher les Rugueux operculés (Calcéolidés et Goniophyllidés) des *Tryplasmacea* (= *Cystiphyllina*) (S. Smith, *in* M. Lecompte, 1952; D. Hill, 1956). Ce groupe, apparu à l'Ordovicien avec les Tryplasmidés, comprend aussi les Cystiphyllidés : son apogée est silurienne. D. Hill y place, sans hésiter, les Goniophyllidés parmi lesquels elle inclut les Calcéolidés.

Pour rencontrer un deuxième ensemble de Polypiers operculés, il faut arriver au Permien où se manifestent les genres *Khmeria* et *Permosoma*. *Khmeria*, pour lequel a été créée la famille des Khmeridés [Montanaro-Gallitelli (2)], est un polypier rarement composé, bien que pouvant bourgeonner, dépourvu de septes, mais offrant des vésicules et des planchers. Son opercule, figuré par Mansuy (1914) et par nous-mêmes (3), peut être simple ou multiple et montre, sur sa face interne, 5 à 6 septes principaux entre lesquels se placent 4 ou 5 septes mineurs plus ou moins développés. Si l'on veut préciser la position systématique du genre *Khmeria*, il est difficile de tenir pour argument le dispositif septal de cet opercule en l'absence de septes à l'intérieur du calice : ce dispositif suggère seulement quelque structure intermédiaire entre Tétra- et Hexacoralliaires, cas fréquent chez les polypiers du Permien et du Trias. Pour E. Montanaro-Gallitelli (1956), il s'agit d'une forme parente des Cystiphyllidés, famille d'ailleurs bien mal connue après le Dévonien.

En ce qui concerne *Permosoma*, dont nous avons repris la description (1956) à propos d'échantillons provenant du Permien de la Tunisie, il s'agit d'une forme coloniale affine d'un tout autre groupe, puisque les types les plus proches, *Pleurodictyum* et *Michelinia*, sont rangés, non dans les Rugueux, mais parmi les Tabulés. Les opercules ont un aspect extérieur semblable à ceux de *Khmeria*. Les calices sont dépourvus de septes, mais ont des bords dentelés. Enfin ils renferment une columelle, de forme variable. Si, à première vue, *Permosoma* semble n'avoir aucune affinité avec *Khmeria*, en fait, à son sujet se pose avec une nouvelle acuité la question de savoir à quel groupe on doit rattacher les Tabulés de la famille des Pleurodictyidés. Celle-ci offre en général des calices relativement

surbaissés, remplis de vésicules tout à fait comparables à celles des *Cystiphyllina*; ces calices ne possèdent pas de septes saillants, mais présentent des crêtes ou des denticulations assez analogues à celles des Tryplasmidés. En somme, il est difficile de ne pas penser qu'il pourrait bien s'agir de Rugueux primitifs.

Conclusion. — Les Polypiers operculés qu'on rencontre en deux périodes du Paléozoïque (au Gothlandien-Dévonien d'une part, au Permien d'autre part) offrent des points de comparaison. Dans ces deux périodes, ils se rattachent à des types primitifs qui ont des septes obsolètes et un développement considérable du tissu vésiculaire. Peut-être apportent-ils des termes propres à éclairer les relations de parenté entre les Pleurodictyidés et les Rugueux. Enfin, dans les deux séries stratigraphiques, ils se trouvent associés à des faciès récifaux, ou plus exactement subrécifaux. La signification de l'opercule demeure d'ailleurs encore mystérieuse. On peut y voir une protection contre l'envasement. On peut aussi penser que ce couvercle est une défense du polype contre l'intensité des rayons lumineux, donc la matérialisation d'une certaine photophobie sous une couche d'eau très faible, voire momentanément absente. Dans ce cas, l'opercule aurait permis à l'animal de conserver une réserve d'eau pendant quelques heures, par exemple entre deux marées.

(1) *La Revue Scientifique*, n° 329, 1948, p. 208-218.
(2) *Palæontographia Italica*, 1956, p. 1-91.
(3) *Bull. Soc. géol. Fr.* (sous presse).

(*Laboratoire de Géologie de la Faculté des Sciences, Paris.*)

PALÉOBOTANIQUE. — *Observations morphologiques et anatomiques sur quelques cônes des sables verts de l'Argonne.* Note de Mlle **Christiane Louvel**, présentée par M. Jean Piveteau.

Le Wealdien et quelques faciès littoraux de l'Éocrétacé d'Europe occidentale sont relativement riches en strobiles femelles de Coniférales. Certains auteurs ont cru y reconnaître des entités encore actuelles (*Abies* Juss., *Cedrus* Link., *Pinus* L., etc.) alors que d'autres ont classé ces mêmes fossiles dans des genres éteints, diversement compréhensifs (*Abietites* Brong., *Cedrostrobus* Stopes, *Pinites* Endl., *Pityostrobus* Nath.). La discussion reste d'autant plus ouverte, qu'elle est basée uniquement sur des critères aussi aléatoires que l'allongement relatif des cônes, la forme des portions non recouvertes des écailles, etc. L'examen anatomique n'a été effectué que dans peu de cas (1).

P. Fliche (2) avait réuni sous la rubrique « *Cedrus oblonga* » un ensemble

de cônes des sables verts albiens de l'Argonne. L'un des buts de notre étude a été d'apprécier, en s'appuyant sur l'anatomie comparée de ces échantillons, un des arguments en faveur de l'existence au Crétacé d'un type abiétinéen actuel.

Morphologie. — Les cônes attribuables à *Cedrus oblonga* (Fliche sensu, 1896) sont cylindriques et d'assez grande taille (90 à 125 mm). Par leur allongement et la forme des parties non recouvertes des écailles ils rappellent à la fois *Abies* et *Cedrus*. Ceci explique l'attribution de ces fossiles soit au genre *Abietites* (voisin des *Abies* actuels) par Brongniart soit au genre *Cedrus* par Fliche. Le cycle phyllotaxique (2), (3), (5) se retrouve d'une façon très générale chez *Cedrus*, certaines espèces de *Larix* Link., *Sequoia* Endl., *Pseudotsuga* Carr., ce caractère n'a toutefois pas une valeur systématique absolue (variations intragénériques et individuelles). L'étude morphologique s'avère insuffisante pour fixer la position générique de ces cônes et l'analyse anatomique un préalable indispensable à toute systématique naturelle.

Anatomie. — L'ampleur de la partie médullaire par rapport à la zone vasculaire, rapproche *C. oblonga* des cèdres actuels et l'éloigne de *Pityostrobus corneti* (Coemans) *comb.*, K. L. Alvin (3), où le bois est considérablement développé comparativement à la moelle.

Le bois secondaire s'identifie au genre *Cedroxylon* (notamment à *C. cedroides* Gothan) qui évoque les bois actuels de *Cedrus*, *Abies*, *Keteleeria* Carr. *Pseudolarix* Gord. *Tsuga* Carr. L'absence de canaux sécréteurs écarte toute ressemblance avec les Abiétinées des genres *Pinus*, *Larix*, *Picea* Link. *Pseudotsuga* et de l'espèce *Cedrus deodara* Loud. Par contre, le mode de groupement mixte des ponctuations aréolées sur les parois radiales des trachéides serait actuellement l'apanage de *Cedrus* et *Keteleeria*. La présence de ponctuations abiétinéennes sur les parois horizontales et tangentielles des rayons ligneux est une caractéristique possédée en commun avec *Abies* et *Pseudotsuga*. Les ponctuations taxodioïdes (1 à 6) dans les champs de croisement se rencontrent chez *Cedrus* (*C. atlantica* 2 à 6), *Abies*, *Pseudolarix*, *Sequoia*, *Thuja* L., *Taxodium* Rich.

De même que pour *Keteleeria davidiana* Beiss., *Tsuga*, *Pseudotsuga*, *Picea*, *Larix*, le système vasculaire se compose d'un cylindre épais d'où partent les faisceaux se rendant dans l'écaille et la bractée. L'unique faisceau de la bractée est plus développé qu'il ne l'est dans *Cedrus*, sans malgré tout atteindre l'importance qu'il acquiert chez *Keteleeria davidiana*. L'aspect du départ de la trace foliaire est identique à celui de *Keteleeria fortunei* Carr. dont le faisceau vasculaire est constitué à l'origine par un anneau dissymétrique. Dans l'épaisseur de l'écaille la migration de la lame fasciculée, de l'épiderme interne vers l'épiderme externe, n'est

pas complète, puisqu'elle ne dépasse pas la région moyenne. M. Radais [4] a mis en évidence des modalités semblables pour *Tsuga*, *Pseudotsuga*, *Picea*, *Larix* et *Pinus*. La course des faisceaux est presque similaire à celle de *Pityostrobus corneti*, sauf que, dans cette dernière forme les faisceaux restent toujours à proximité de l'épiderme interne.

Une coupe transversale pratiquée vers le milieu de l'écaille montre trois massifs de soutien, les deux latéraux ayant le même emplacement que les bourrelets de tissu lacuneux de *Cedrus*. L'allure des fibres qui les constituent est équivalente à celle de *Tsuga*, mais leur localisation est différente.

A partir des 21 canaux caulinaires, répartis dans le cortex de l'axe, naissent cinq canaux appendiculaires : trois dans l'écaille (comme chez *Cedrus*) et deux dans la bractée (absents chez les cèdres actuels). Ensuite la division des trois canaux sécréteurs, à l'intérieur du parenchyme, détermine dans les régions moyenne et sommitale de l'écaille une distribution analogue à celle de *Picea*. La course des canaux sécréteurs rappelle ce qui a été décrit chez *Pityostrobus corneti*. En outre, il a été possible de voir l'origine des canaux appendiculaires sur les spécimens de *C. oblonga*.

L'aspect morphologique et les rapports métriques des graines évoquent *Cedrus*, *Keteleeria* et *Abies*. Le tégument se compose de trois couches, dont une sclerotesta encore épaisse (400 μ) comme chez Pinus et à l'opposé des autres genres abiétinéens. Dans la couche charnue externe il y a des systèmes résinifères que l'on retrouve également chez les Cycadales, quelques Ptéridospermées et certaines Abiétinées (*Cedrus*, *Tsuga*, *Pseudolarix*, *Abies*, *Keteleeria*), ainsi que des vaisseaux spiralés. Cette vascularisation absente dans les Gymnospermes évoluées, est encore présente chez les Cycadales, Cordaitales, Gnétales et Taxacées (*Cephalotaxus*, *Torreya*).

L'ensemble des dispositions morphologiques et anatomiques offertes par *Cedrus oblonga* (Fliche sensu, 1896) démontre que ces cônes ne peuvent appartenir à aucun genre actuel. Les caractères observés dans cette espèce sont maintenant dispersés parmi diverses Coniférales. *C. oblonga* paraît être une forme encore généralisée, à nette dominance abiétinéenne et plus particulièrement proche de *Cedrus*, *Abies*, *Keteleeria*. Il existe de grandes affinités avec *Pityostrobus corneti*. Cependant les différences concernant la longueur des cônes, l'épaisseur du cylindre de bois secondaire axial, la migration des faisceaux, etc., ne permettent pas d'admettre la synonymie des deux espèces. L'attribution de *C. oblonga* au genre *Pityostrobus* Nath. n'est que provisoire étant donné la définition insatisfaisante de celui-ci.

(1) K. L. Alvin, *Inst. Roy. Sc. Nat. Belgique*, 1953, Mém. n° 125; T. Harris, *Inst. Roy. Sc. Nat. Belgique*, 1953, Mém. n° 126.

(2) *Bull. Soc. Sc. Nancy*, 14, 1896.

(3) *Inst. Roy. Sc. Nat. Belgique*, 1953, Mém. n° 125.

(4) *Contribution à l'anatomie comparée du fruit des Conifères* (*Thèse*, 1894).

(*Laboratoire de Géologie de la Faculté des Sciences, Paris.*)

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Confrontation entre la théorie du nuage ionisé de Chapman et Ferraro et l'enregistrement du début d'un orage magnétique.* Note de M. **Jean-Louis Bureau**, présentée par M. Charles Maurain.

Le dépouillement des enregistrements des variomètres électromagnétiques Grenet-Castet [1] en service à Tamanrasset (latitude : 22°48′N; longitude : 5°31′E) a montré que les orages à début brusque commençaient généralement par une déviation caractéristique de la composante nord du champ magnétique terrestre. Les trois orages de l'année 1952 signalés comme très importants par le *Bulletin de l'Association de Magnétisme terrestre* [2] en sont des exemples particulièrement nets. Cette Note se propose de voir quels résultats on peut obtenir en interprétant un de ces débuts par la théorie du nuage ionisé de S. Chapman et V. C. A. Ferraro [3]. Nous avons pris celui du 21 otobre 1952 qui commence à 10 h 10 mn. Les résultats seraient équivalents avec les deux autres orages. Les deux auteurs précités ont étudié toute une série de problèmes en partant de différentes hypothèses simplificatrices. Ils en ont déduit diverses progressions du nuage ionisé et les perturbations magnétiques correspondantes. Mais dans tous ces cas ils ont montré que la face avant du nuage joue le rôle d'un miroir réfléchissant les lignes de force du champ géomagnétique. Or ce résultat permet de déduire expérimentalement la progression de la face avant du nuage à partir d'enregistrements magnétiques dont le déroulement est suffisamment rapide :

Dans le plan de l'équateur géomagnétique, la valeur du champ en gauss est, à la distance ζ exprimée en rayons terrestres $H = 0,33/\zeta^3$. Nous pouvons donc écrire pour le champ de perturbation créé par la face avant du nuage ionisé, située à la distance ζ du centre de la terre $\mathcal{H} = \lambda_{0,33}/(2\zeta)^3$. D'où $\zeta = (K/\mathcal{H})^{1/3}$ et $d\zeta/dt = [-K^{1/3}(d\mathcal{H}/dt)/3\mathcal{H}^{4/3}]$.

λ est un coefficient qui permet de tenir compte de l'énergie absorbée dans la réflexion, de la courbure possible de la face avant, de l'absorption de l'ionosphère et d'autres facteurs que nous négligerons. Aussi prendrons-nous λ égal à 1. Cette approximation a d'autant moins de conséquences que λ intervient à la puissance 1/3 dans les résultats utilisés.

L'enregistrement de la composante Nord dont le déroulement est de 1 cm/mn, donne une courbe qui croît pendant environ 25 s, puis décroît lentement en effectuant des oscillations. Le tout dure environ 360 s (*fig.* 1). La partie crois-

sante du début permet d'obtenir :

$$\frac{d\mathcal{H}}{dt} = (3,46\,t^2 + 25,97\,t + 74,7)\ 10^{-9}\,\Gamma/\text{s}.$$

Nous estimerons que l'intervalle de validité de ce développement est $5s < t < 20s$. Pour $20s < t$, la courbe change de forme et il faudrait une nouvelle fonction. Pour $t < 5s$, les déviations sont très petites, l'erreur relative

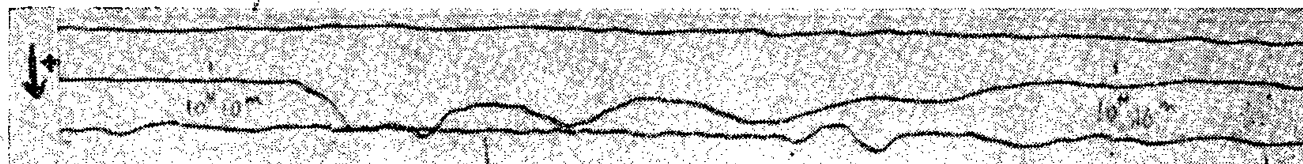


Fig. 1.

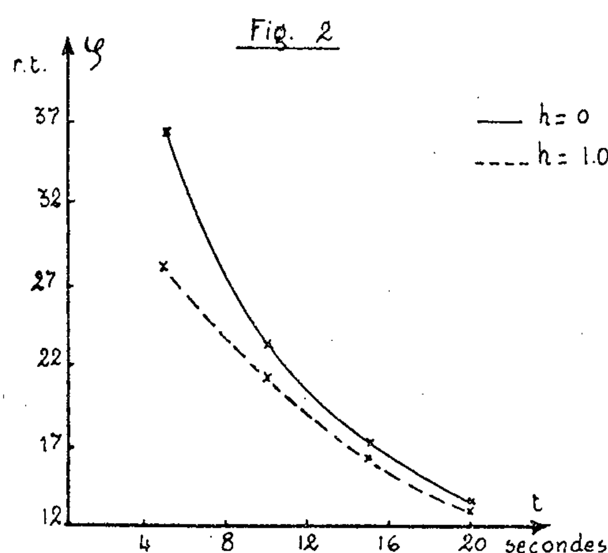
devient importante et l'on ne sait plus si le développement est toujours valable. Nous avons donc dans ce même intervalle

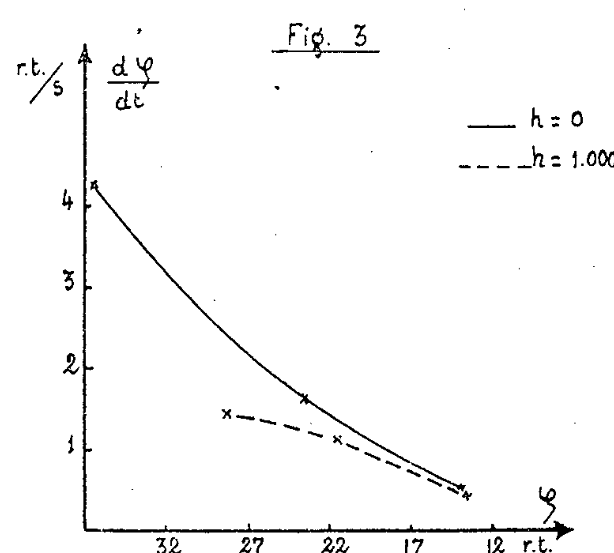
$$\mathcal{H} = (1,15\,t^3 + 12,98\,t^2 + 74,7\,t + h)\ 10^{-9}\,\Gamma,$$

$$\zeta = \left(\frac{\text{K}}{\mathcal{H}}\right)^{\frac{1}{3}} = \frac{345\lambda^{\frac{1}{3}}}{(h + 74,7\,t + 12,98\,t^2 + 1,15\,t^3)^{\frac{1}{3}}}\quad r.\ t.,$$

$$\frac{d\zeta}{dt} = -\frac{\text{K}^{\frac{1}{3}}}{3\mathcal{H}^{\frac{4}{3}}}\frac{d\mathcal{H}}{dt} = \frac{115\lambda^{\frac{1}{3}}(74,7 + 25,97\,t + 3,46\,t^2)}{(h + 74,7\,t + 12,98\,t^2 + 1,15\,t^3)^{\frac{4}{3}}}\quad \text{r. t./s.}$$

La valeur de h en Γ est certainement très faible; dans le cadre de cette théorie, elle est positive. Une valeur connue de ζ ou $d\zeta/dt$ à un instant donné, la déterminerait et réciproquement. On peut aussi s'en faire une idée en exprimant que le nuage est freiné par le champ géomagnétique dans l'intervalle $5s < t < 20s$, c'est-à-dire que $[(d/dt)\,|d\zeta/dt| < 0]$; cette condition donne $h < 1\,000$ ($h = 1\,000$ correspond à $10^{-6}\,\Gamma$).





Nous tracerons donc les courbes deux par deux. La première correspondant à $h = 0$, la deuxième à $h = 1\,000$. La courbe effective devrait se trouver entre les deux, mais sans doute plus près de la deuxième.

La figure 2 représente la variation de ζ en fonction de t.

La figure 3 la variation de $d\zeta/dt$ en fonction de ζ.

On peut faire différentes remarques :

L'effet est sensible à 20 ou 30 rayons terrestres (r. t.). Au temps $t = 20$ s, c'est-à-dire à 13 r. t. on a des vitesses de l'ordre de 0,5 r. t./s $\#$ 3.10[8] cm/s. Elles sont proches de celles observées sur les protons des aurores boréales ([4]).

Au temps $t = 5$ s, les vitesses sont supérieures à 1,5 r. t./s $\#$ 10[9] cm/s ; or, elles devraient être voisines de la vitesse du nuage quand il n'est pas encore perturbé par le champ géomagnétique. Cette vitesse est généralement prise égale à 10^8 cm/s. Il y aurait là un point intéressant à élucider.

Il faut aussi noter que ces résultats sont comparables à ceux trouvés par G. Grenet ([5]) pour le début des pulsations temporaires accompagnant les baies. Le mécanisme initial serait-il identique pour les baies et les orages à début brusque ? Les dissemblances s'expliqueraient alors par une différence dans la composition du nuage ionisé et la réaction de l'ionosphère.

Il est certain que le présent travail doit être approfondi. Tamanrasset a beau être une station tropicale, le champ réfléchi a été pris un peu arbitrairement comme étant celui de l'équateur géomagnétique. L'ionosphère n'a pas été prise en considération.

En étudiant un même orage enregistré en des stations réparties à la surface du globe on pourrait peut-être se rendre compte du rôle des différents facteurs négligés et confirmer ou infirmer certains résultats obtenus.

(1) G. Grenet, *Ann. Géoph.*, 5, n° 3, 1949, p. 188.

(2) *International Union of Geodesy and Geophysics*, *I. A. T. M. E. Bulletin* n° 12 *g*.

(3) *Terrestrial Magnetism*, 36, 1931, p. 77, 171, 186; 37, 1932, p. 147, 421; 38, 1933, p. 79; *J. Geophys. Res.*, 57, 1952, p. 15.

(4) A. B. Meinel, *Astrophys. J.*, 113, n° 1, janvier 1951.

(5) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 448.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Variations des pigments foliaires en fonction de la carence en azote et du vieillissement chez le Tabac.* Note (*) de MM. **Claude Costes** et **Yves Coïc**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Dans ce travail, nous avons examiné la variation chez le Tabac de la concentration de divers pigments foliaires lors du vieillissement ainsi que sous l'influence d'une déficience de nutrition azotée.

Étaient déterminés : la chlorophylle totale, la chlorophylle *a*, la chlorophylle *b*, l'ensemble des carotènes et l'ensemble des xanthophylles.

Les Tabacs étaient cultivés en pots, sur sable de quartz pur et étaient alimentés par une solution nutritive complète (l'azote étant sous forme nitrique). A partir d'une certaine date (27 septembre), deux lots I et II, continuaient à

être alimentés par la même solution nutritive, tandis que le lot III était alimenté par une solution analogue, sans azote.

Le 27 septembre, un prélèvement de parenchyme foliaire a été fait en double, sur le lot I (des rondelles sont prélevées à l'emporte-pièce symétriquement de part et d'autre de la nervure centrale de feuilles de même âge) et a donné lieu aux dosages « témoin ». Après 19 jours, un prélèvement sur le lot III (prélèvement fait sur des feuilles homologues des précédentes) a permis d'étudier l'effet de la carence en azote, et un prélèvement fait sur le lot II a permis de voir parallèlement, l'action du vieillissement.

A chaque fois, les prélèvements ont été effectués à la même heure de la journée : 11 h 45 m.

Les méthodes d'analyse utilisées sont celles décrites dans des Mémoires ou Ouvrages récents [1], [2].

Résultats. — Nous n'examinerons ici que les variations relatives des pigments. En faisant les rapports des concentrations d'un pigment pour

$$\frac{\text{prélèvement vieilli}}{\text{prélèvement « témoin »}} \quad \text{puis pour} \quad \frac{\text{prélèvement carencé en azote}}{\text{prélèvement « témoin »}}$$

on met en évidence :

— l'effet du vieillissement seul par le premier rapport

— les effets conjugués du vieillissement et de la carence en azote par le second rapport.

Enfin la comparaison des différents rapports chlorophylle *a*/chlorophylle *b* et xanthophylles/carotènes permet de préciser l'aspect des variations relatives.

Le tableau ci-dessous résume ces résultats :

	Témoin.	Vieillissement	Carence en azote et vieillissement.
Chlorophylles / Chlorophylle témoin	1	0,83	0,6
Chlorophylle *a* / Chlorophylle *a* témoin	1	0,78	0,58
Chlorophylle *b* / Chlorophylle *b* témoin	1	0,96	0,67
Carotènes / Carotène témoin	1	1,09	0,54
Xanthophylles / Xanthophylle témoin	1	0,92	0,64
Chlorophylle *a* / Chlorophylle *b*	2,1	1,70	1,82
Xanthophylles / Carotènes	1,86	1,57	2,21

On voit que les pertes en pigments pendant 19 jours exprimées en pour-cent

du témoin, et imputables à la seule carence en azote et au seul vieillissement se distribuent ainsi :

		Chlorophylles			
	Chlorophylles.	*a.*	*b.*	Carotènes.	Xanthophylles
Vieillissement	—17	—22	— 4	+ 9	— 8
Carence en azote	—23	—20	—29	—55	—28

Le vieillissement provoque une diminution du rapport chlorophylle *a*/chlorophylle *b*, due à une baisse du taux de chlorophylle *a*, la chlorophylle *b* n'étant pratiquement pas atteinte (—4 %). Dans des conditions expérimentales très différentes, F. T. Wolf a trouvé des résultats analogues, concernant les variations de chlorophylles *a* et *b* dans les feuilles automnales de divers arbres ([3]). Les carotènes et les xanthophylles ne semblent pas varier significativement lors du vieillissement : il y a peut-être cependant une légère augmentation du taux des carotènes, celui des xanthophylles baissant légèrement.

La carence en azote a des effets plus spectaculaires : il y a une baisse du taux de chlorophylle *b* (— 29 %), accompagnée d'une baisse moindre du taux de chlorophylle *a* (— 20 %). Mais le phénomène le plus important est la chute nette de la teneur en carotènes totaux et une chute moins accentuée des xanthophylles, ce qui entraîne une augmentation du rapport xantophylles/carotènes. Toutes ces variations se traduisent par un pâlissement de la feuille; c'est le symptôme apparent de la carence en azote, à son début.

Examinons l'action comparée du « vieillissement » et de la carence en azote à la lumière de ce que l'on pense du rôle des pigments dans la photosynthèse. On pense actuellement que l'énergie lumineuse nécessaire à la photosynthèse est absorbée :

1° directement par la chlorophylle *a*, photorécepteur principal;

2° par les carotènes et la chlorophylle *b*, qui transmettent ensuite cette énergie à la chlorophylle *a* ([4]), ([5]), ([6]).

On attribue aussi à des caroténoïdes un rôle dans le transport d'oxygène. Il y aurait ([7]) un système principal : zéaxanthine → anthéraxanthine → lutéine et un système secondaire β carotène → β carotène monoépoxyde → α carotène fonctionnant activement avec le premier système lorsque la photosynthèse est active.

Le vieillissement d'un végétal chlorophyllien semble donc être caractérisé par la disparition progressive du photorécepteur principal (chlorophylle *a*) tandis que le système photorécepteur intermédiaire (carotènes et chlorophylle *b*) reste à peu près inchangé, tout au moins pendant un certain temps.

Par contre, la déficience sévère en azote a eu pour effet d'amoindrir fortement le photorécepteur intermédiaire, particulièrement les caroténoïdes. Le photorécepteur principal a aussi été atteint, mais relativement moins que le photorécepteur intermédiaire. D'autre part, on trouve que, dans le cas de carence en

azote, corrélativement à la diminution importante du matériel photosynthétique et de l'activité photosynthétique, il y a une diminution frappante du taux des substances qui seraient intéressées au transport de l'oxygène résultant de la photosynthèse, les carotènes étant plus particulièrement touchés. (Il faut souligner que la carence en azote était aiguë, ce qui a eu pour effet de diminuer très fortement la croissance du Tabac carencé par rapport à celui alimenté normalement en azote.

On se rend compte, en l'occurrence, de l'intérêt de l'analyse individuelle des substances du groupe des caroténoïdes.

Il serait évidemment souhaitable de répéter ce type de travail avec d'autres espèces végétales et aussi dans d'autres conditions de milieu (température, lumière, durée du jour) et de nutrition.

(*) Séanee du 25 février 1957,

(1) R. E. KAY et B. PHINNEY, *Plant Physiology*, 31, n° 3, 1956, p. 226-231.

(2) K. PAECH et M. V. TRACEY, *Moderne Methoden der Pflanzenanalyse*, Springer-Verlag, Berlin, vol. III et IV.

(3) F. T. WOLF, *Amer. J. Bot.*, n° 43, 9, 1956, p. 719.

(4) L. N. M. DUYSENS, *Ann. Rev. of Plant Physiol.*, 17, 1956, p. 25-50.

(5) L. R. BLINKS, *Ann. Rev. of Plant Physiol.*, 5, 1954, p. 92-114 (108).

(6) R. LIMRY, J. D. SPIKES et H. EYRING, *Ann. Rev. of Plant Physiol.*, 5, 1954, p. 270-340 (293).

(7) CHOLNOKY et al., *Nature*, 178, n° 4530, 1956, p. 410-411.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Formations de Golgi dans les cellules radiculaires d'*Allium cepa *L.* Note (*) de M. **ROGER BUVAT**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'observation, au microscope électronique, de sections ultrafines de méristèmes radiculaires d'*Allium cepa*, fixés à l'acide osmique tamponné, montre que ces cellules végétales renferment des structures identiques, en plus petit, à l'appareil de Golgi des cellules animales.

Avant l'invention du microscope électronique, les méthodes classiques de la Cytologie « optique » nous avaient fait connaître l'appareil de Golgi dans un grand nombre de cellules animales, y compris les Protistes. Les techniques d'imprégnation argentique ou osmique avaient permis de caractériser les inclusions de Golgi, tant par leurs formes que par leur localisation dans les cellules, et de les distinguer des autres constituants cellulaires, notamment des mitochondries et des vacuoles.

Ces résultats posèrent, voici une trentaine d'années déjà, la question de savoir si l'appareil de Golgi existe, ou non, dans les cellules végétales. Parmi les travaux qui illustrent cette préoccupation, ceux de Guilliermond

et de ses collaborateurs conduisent à des conclusions formelles : à savoir que rien ne permet de reconnaître l'appareil de Golgi dans les cellules des végétaux. Guilliermond ([1]) montra en effet, sur de nombreux exemples, que les techniques d'imprégnations métalliques, appliquées aux cellules végétales, fournissent des figures d'aspects variés, mais où l'on reconnaît toujours des formes d'altération de constituants cellulaires banaux : chondriosomes et vacuoles. Nous avons également signalé ([2]) que les inclusions liposolubles du cytoplasme, partiellement détruites après la fixation et l'imprégnation des pièces, se réduisent parfois à des cupules ou à des ménisques osmiophiles dont les aspects simulent étrangement les dictyosomes des cellules animales. Parmi ces figures, disséminées dans tout le cytoplasme, le microscope optique ne permet pas de reconnaître de constituants qui soient étrangers à la fois aux vacuoles, aux chondriosomes et aux inclusions liposolubles.

L'utilisation du microscope électronique a fait connaître les infrastructures des divers constituants du cytoplasme animal et a confirmé la spécificité cytologique de l'appareil de Golgi.

A leur tour, les cellules végétales, en l'espèce les cellules du méristème radiculaire d'*Allium cepa*, viennent de nous fournir des images électroniques révélant des structures golgiennes semblables à celles des cellules animales, mais beaucoup plus exiguës, ce qui explique qu'on ne les observe pas au microscope optique. La figure 1, complétée pour la légende par le médaillon 1 *bis*, montre une aire cytoplasmique, en section ultrafine, où l'on voit côte à côte : des vacuoles *v*, limitées par une membrane double et renfermant des précipités, ce qui est fréquent dans ces méristèmes, des mitochondries ovoïdes (*m*) et une inclusion lamelleuse G, toute différente, qui constitue un système de Golgi. Les figures 2 et 3 montrent la structure de cet élément : on y voit l'empilement de doubles membranes formant des saccules aplaties. Aux extrémités, les sections dessinent de légers renflements en ampoules caractéristiques. Ces structures sont apparemment identiques à celles qu'on observe dans les cellules animales. Elles ne peuvent être confondues avec aucun autre constituant classique du cytoplasme végétal.

En effet, elles se distinguent notamment des lamelles, ou « crêtes » que renferment les mitochondries, lamelles qui, chez l'Oignon, sont sinueuses et paraissent préférentiellement longitudinales (*fig.* 4). La double membrane qui entoure les mitochondries n'existe pas autour des formations de Golgi. Des structures lamellaires d'apparence analogue ont été décrites dans des chloroplastes [Perner ([3])], mais, là encore, la membrane plastidale empêche toute confusion. Les cellules présentement en question ne possèdent d'ailleurs pas de plastes différenciés. Enfin, la figure 4 montre, à côté des mitochondries, de nombreux globules liposolubles, normalement

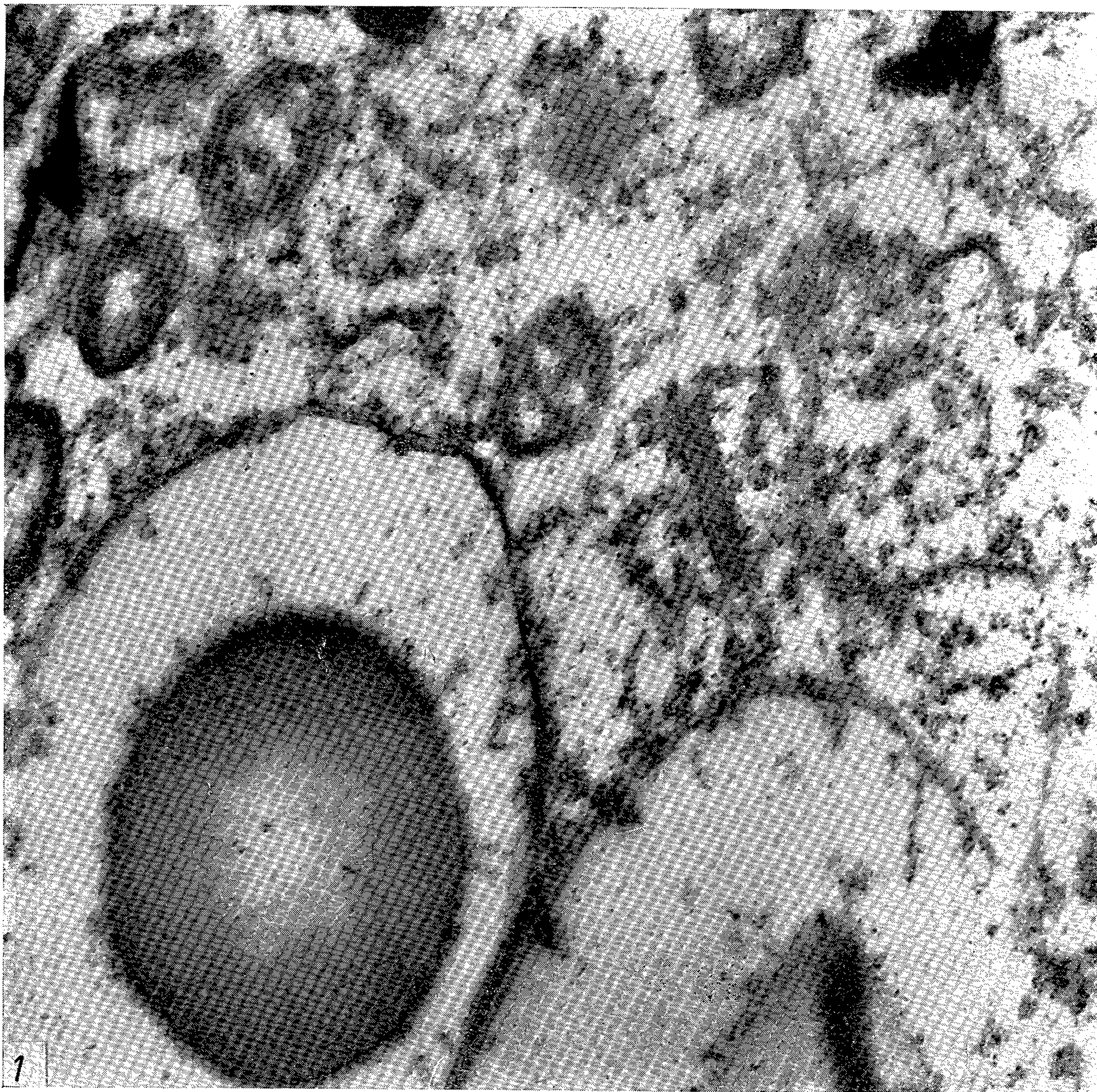
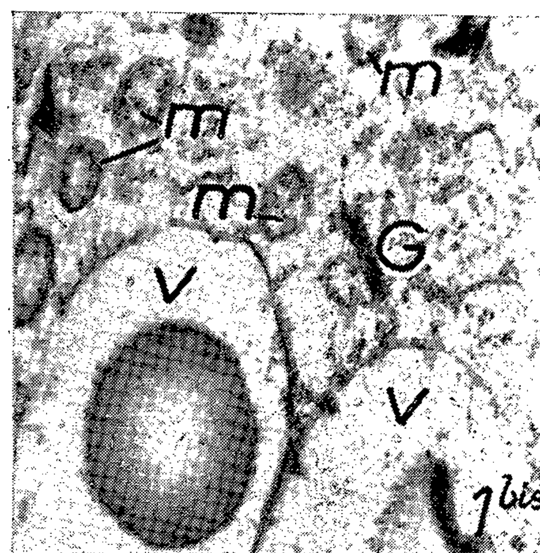
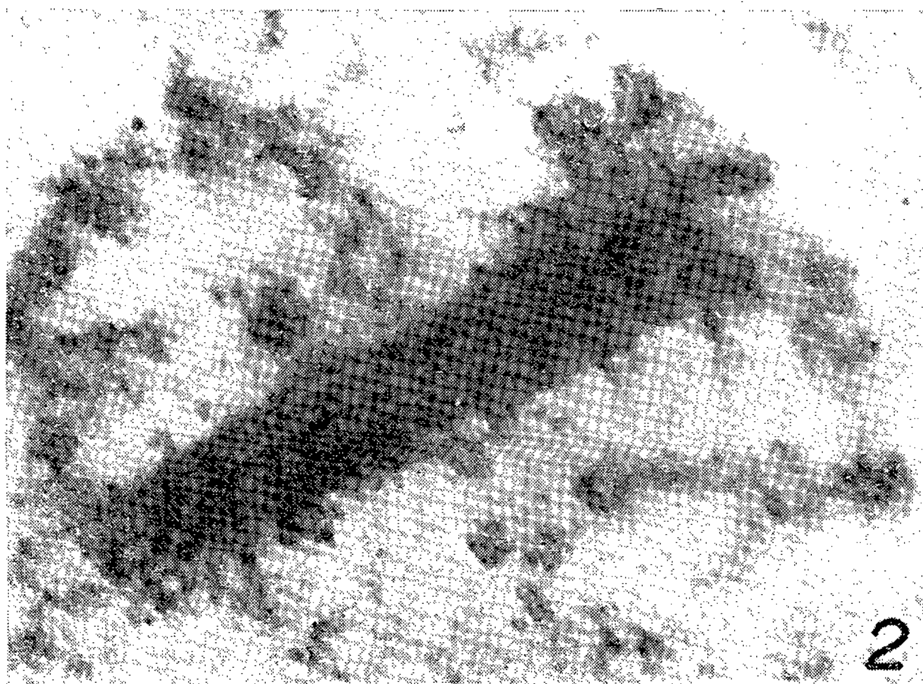


Fig. 1. — Portion de cytoplasme d'une cellule radiculaire d'Oignon, montrant trois catégories de structures, dont la légende est indiquée dans le médaillon 1 *bis*. Fixation à la solution d'acide osmique à 1 % tamponné à pH 7,6. *v*, vacuoles avec précipités dus à la fixation ; *m*, mitochondries ; G, appareil de Golgi (× 32 000).

Fig. 2. — Détail, à plus fort grossissement, de la formation golgienne de la figure 1. On voit les saccules à double membrane et les ampoules aux extrémités (× 70 000).

Fig. 3. — Une autre formation de même structure (× 70 000).





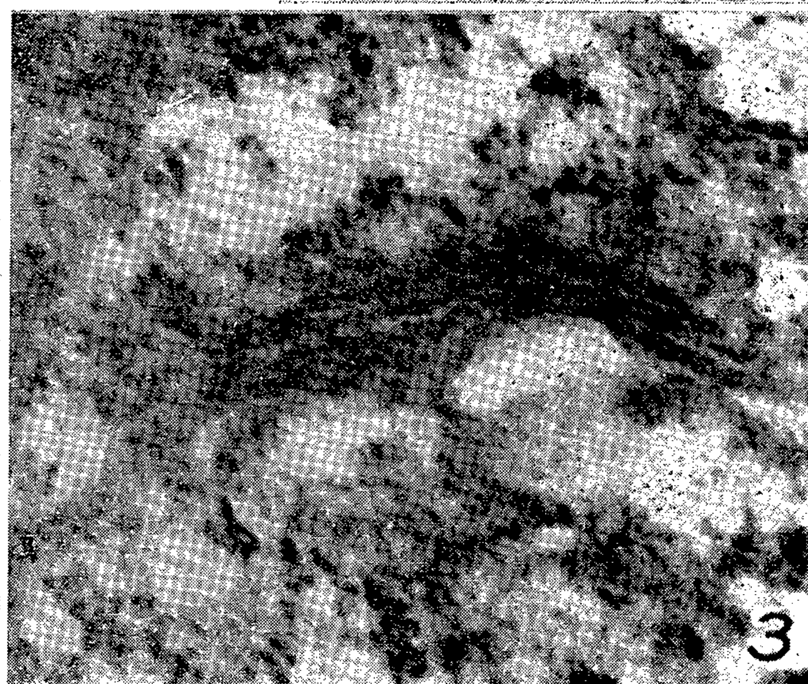


Fig. 4. — Autre fragment cytoplasmique, montrant côte à côte des mitochondries structurées et des inclusions liposolubles, fortement osmiophiles, qui devraient être sphériques, mais sont plus ou moins altérées (× 48 000)

sphériques, mais altérés par l'imprégnation des pièces; ces globules ne sauraient, eux non plus, être confondus avec l'appareil de Golgi.

Cette Note n'est que la simple annonce d'une observation qui devra être complétée et précisée ultérieurement.

(*) Séance du 25 février 1957.
(1) *Rev. Cyt. et Cytophys. végét.*, 1, 1935, p. 197-259.
(2) *Ibid.*, 2, 1937, p. 299-336.
(3) *Z. Naturf.*, 11 *b*, 1956, p. 560-573.

MYCOLOGIE. — *Mise en évidence d'un mucilage dans la paroi des spores du* Trichothecium roseum *Link ex Fr.*. Note de M[me] **Jacqueline Nicot** et M[lle] **Agnès Leduc**, présentée par M. Roger Heim.

Une publication récente (1) souligne les divergences d'interprétation relatives à la morphologie d'une moisissure pourtant banale et souvent figurée, le *Trichothecium roseum.* La nature sèche ou muqueuse des parois sporales est remise en question, en dépit d'un fait d'observation incontestable : les conidies formées successivement à l'extrémité du sporophore restent associées en un long épi de 12 à 15 éléments. Nous avons déjà signalé (2) l'existence d'une substance muqueuse réunissant la base des spores. S'il est assez rare de trouver un épi en place dans les préparations montées au lactophénol (*fig.* 1), on peut fréquemment observer le mucilage à la base des spores détachées, sous la forme d'une mince pellicule desséchée ou d'un capuchon que souligne la coloration au rouge Congo. Enfin, si l'on prend soin de fixer à l'alcool, avant de les monter en préparations, des cultures sur lames gélosées, on met aisément en évidence des groupes de quatre à six spores ou plus, agglutinées par leurs pointes et, souvent, par les parois latérales en contact (*fig.* 2).

Nature du mucilage. — Elle peut être précisée par l'examen de préparations traitées par divers réactifs colorés. Le rouge Soudan III et le bleu BZL, colorants des lipides, et le rouge de ruthénium, réactif des composés pectiques, ne colorent pas la substance mucilagineuse qui agglutine les spores. Par contre, le bleu C 4B et la rosazurine en solutions acétiques, réactifs de la callose, colorent faiblement les pellicules mucilagineuses accolées à leur base. Enfin, les réactifs de la cellulose et des substances chitinoïdes donnent des résultats positifs : la réaction au vert Janus est assez inconstante, mais le rouge Congo souligne franchement le mucilage à la base des spores et aux points de contact de leurs faces latérales; l'encre stylographique (Waterman noire, ou bleu-noir) fournit une coloration bleue particulièrement nette (3). Il semble donc que la substance mucilagineuse soit de composition complexe : la callose s'y trouverait

associée à des composés cellulosiques, ou plus probablement chitinoïdes, comme dans les membranes de beaucoup de Champignons inférieurs.

Structure de la paroi sporale; localisation du mucilage (*fig.* 3). — Les préparations colorées pour la mise en évidence du mucilage permettent également d'analyser la structure des parois. Les observations sont facilitées par l'emploi des colorants acétiques, qui gonflent les membranes. L'encre Waterman, qui plasmolyse légèrement les cellules, s'est révélée, dans ce cas particulier, un excellent réactif.

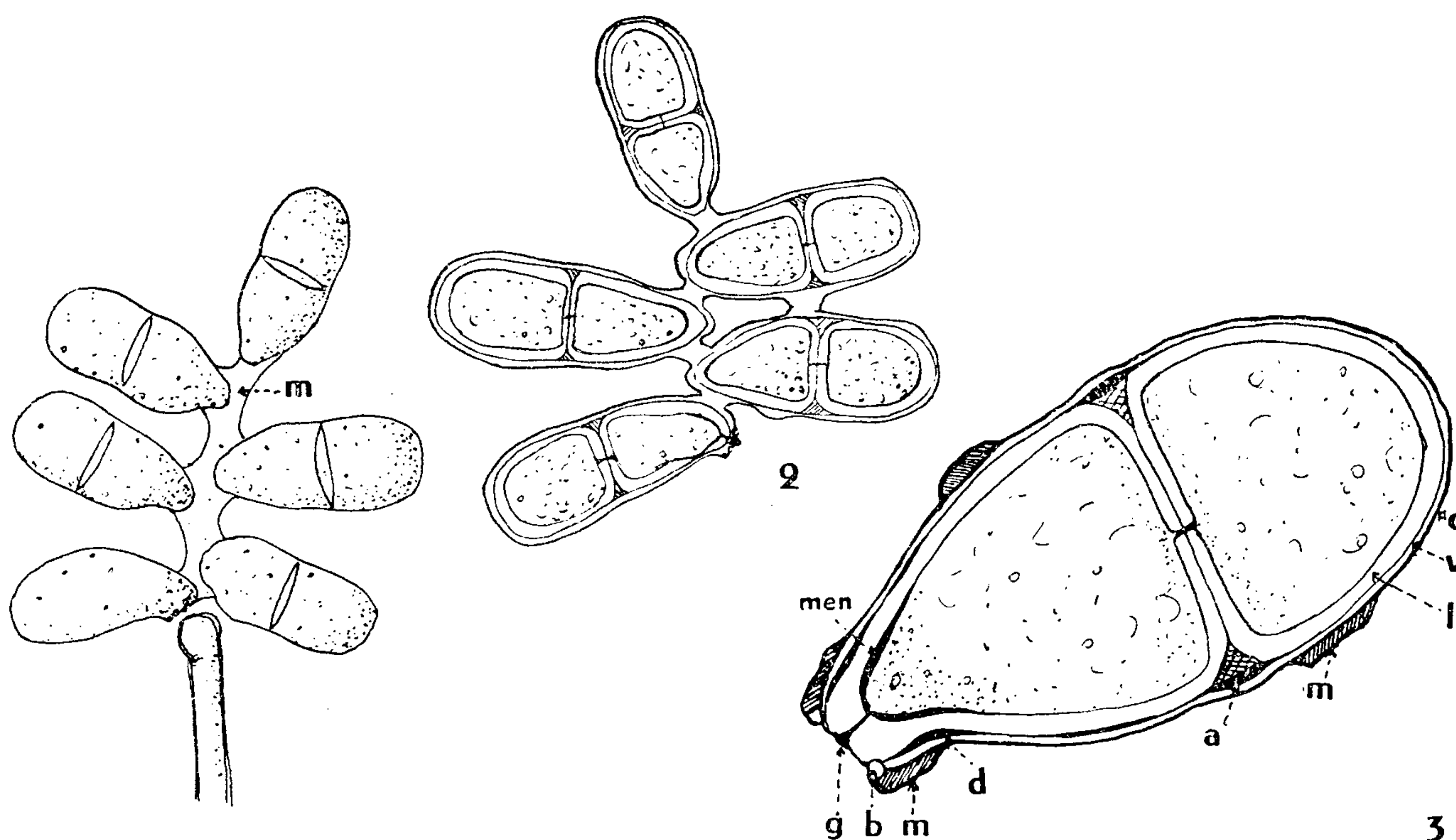


Fig. 1. — Épi de *Trichothecium roseum* en place (× 900).

Fig. 2. — Groupe de spores fixées par l'alcool (× 1200).

Fig. 3. — Détail d'une spore (schématique).
m, mucilage; *c*, cuticule; *v*, vagina; *l*, locula; *a*, anneau interloculaire; *b*, bourrelet réfringent; *g*, globule amyloïde; *d*, dépôt intermembranaire; *m*, ménisque chromophile.

La paroi de la spore est essentiellement constituée par une membrane externe continue ou *épispore* (= *vagina* suivant la terminologie de M. Chadefaud), elle-même limitée extérieurement par une *cuticule* mince, fragile, colorée intensément par le vert Janus, l'encre Waterman et le bleu coton acétique; par une membrane interne ou *endospore*, qui forme une *locula* distincte autour de chacune des deux cellules; et par un *anneau interloculaire* situé entre les deux loculas, sous l'épispore, et qui apparaît, en coupe optique longitudinale, sous la forme de deux triangles diamétralement opposés. La facette d'insertion de la spore sur le conidiophore est délimitée par un bourrelet réfringent et percée en son centre de la ponctuation hilaire, généralement obturée par un globule amyloïde.

Cette structure schématique se complique de dépôts situés à divers niveaux :

1° dans le bourrelet de la base de la spore, la cuticule est séparée de l'épispore par une substance qui présente les réactions du mucilage : coloration au rouge Congo, au Waterman, et généralement au bleu coton acétique, et qui se répand à l'extérieur, soit au moment de la déhiscence de la spore, soit par des déchirures de la cuticule;

2° cette même substance remplit également, sur la paroi latérale de la conidie, des boursouflures de la cuticule, de forme lenticulaire ou tabulaire; elle assure alors l'adhérence de deux spores superposées de l'épi;

3° dans l'anneau interloculaire se différencient des granules fortement colorables par le bleu acétique et l'encre Waterman, qui, en coupe optique, soulignent la face externe des triangles interloculaires; des formations analogues s'observent aussi en traînées discontinues sur le reste de la spore, surtout vers sa base;

4° enfin, le cytoplasme de la cellule inférieure est coiffé, à sa pointe, d'un ménisque colorable au vert Janus, à l'encre Waterman, et souvent au rouge Congo.

Ainsi, la substance muqueuse qui assure la cohésion de l'épi du *Trichothecium roseum* a son origine dans la paroi sporale, entre l'épispore et sa cuticule; les réactions colorées qui la caractérisent suggèrent une analogie avec les formations membranaires plus profondes et avec la cuticule.

(1) C. T. Ingold, *Trans. Brit. Mycol. Soc.*, 39, 1956. p. 460-464.

(2) A. Leduc, *Recherches sur la flore fongique des graines des lins*, Diplôme d'Études supérieures de Botanique, Paris, 1956.

(3) L'emploi de l'encre Waterman comme réactif coloré des membranes nous a été suggéré par M. Chadefaud, qui l'applique avec succès à l'examen de l'appareil apical des asques, chez les Diaporthales et les Sordariales.

MYCOLOGIE. — *Étude morphologique et physiologique d'un* Aspergillus *nouvellement isolé au cours d'une affection pulmonaire de l'Homme.* Note de M. **René Morquer** et M[me] **Lise Enjalbert**, présentée par M. Roger Heim.

Des prélèvements endobronchiques ont conduit à l'isolement d'un *Aspergillus* à mycélium blanc, pigmenté tardivement en rose, formant des capitules conidiens et des conidies identiques à ceux de l'*Aspergillus carneus*. Il présente un dimorphisme de l'appareil conidien. Il se montre pathogène par ingestion et par inhalation, producteur de toxine thermolabile nécrosante et de substance irritante à action localisée.

Les *Aspergillus* pathogènes peuvent se rencontrer dans toutes les cavités naturelles de l'Homme et des animaux, ainsi que dans des plaies cutanées. Il est cependant difficile d'établir un rapport de causalité entre la présence

des espèces de ce genre et la production de pareilles lésions, car ces champignons vivent aussi en saprophytes dans le sol ou sur des substances organiques très variées.

Leurs spores abondantes et ténues comptent parmi les contaminants les plus répandus, dans les laboratoires aussi bien que dans les locaux où s'exercent certaines industries (malteries, brasseries), dans les exploitations où se poursuivent les élevages d'animaux granivores, et plus généralement dans les lieux où l'on manipule les semences des Graminées, ainsi que les issues provenant de leur battage ou de leur trituration. Nous avons observé ces microorganismes sur des caryopses altérés par des fermentations bactériennes, lors des transports par mer ou du stockage dans une atmosphère humide.

Les *Aspergillus* achèvent parfois la désagrégation des tissus ébauchée par d'autres agents pathogènes, par exemple dans le cas des onyxis où ils interviennent rarement au cours de l'infection primaire.

Leur ubiquité et l'action inhibitrice qu'ils exercent sur d'autres micromycètes conduisent à interpréter avec circonspection leur rôle dans les mycoses de l'Homme et des animaux. On ne saurait donc affirmer leurs aptitudes parasitaires sans les avoir démontrées expérimentalement. La possibilité de contamination de l'Homme par les animaux confère un intérêt marqué aux mycoses qui atteignent ceux-ci, particulièrement à celles des Oiseaux, souvent atteints par des affections pulmonaires. Les agents pathogènes qu'on y rencontre sont le plus souvent :

A. fumigatus Fres. (60% de ces mycoses); *A. fischeri* Wehmer; *A. nidulans* (Eidam) Winter; *A. flavus* Link; *A. niger* Van Tieghem; beaucoup plus rarement *A. terreus* Thom, certaines souches d'*A. glaucus* Link, *A. amstelodami* (Mangin) Thom et Church et *A. bouffardi* Brumpt.

Plusieurs prélèvements endobronchiques effectués chez un malade souffrant de bronchite [et hospitalisé au Sanatorium de Purpan (Haute-Garonne) dans le service du Docteur Cantegril] nous ont permis d'isoler à l'état pur un *Aspergillus* peu répandu, et dont les aptitudes pathogènes étaient ignorées jusqu'ici. Cultivé sur carotte et sur milieu de Sabouraud à 37°, il forme dès le deuxième jour de nombreux capitules conidiens. Ceux-ci se présentent d'abord en masses opaques, ovoïdes-oblongues presque cylindriques, portées par des pédicelles hyalins.

La vésicule, renflement terminal du conidiophore, est piriforme et mesure de 12 à 30 μ de longueur sur 12 à 25 μ de largeur. Elle est couverte, à l'hémisphère supérieur, de stérigmates densément serrés et recourbés vers le haut.

Les conidies sont disposées en files serrées, en colonnettes compactes. Ces spores ont une forme sphéroïdale, leur paroi est lisse, hyaline; elles mesurent de 2,2 à 2,5 (à 3) μ de diamètre.

Ce champignon cultivé comparativement sur gélose de Czapek, de Sabouraud et sur tubercule de Carotte, produit un mycélium blanc épais, qui se pigmente en rose très pâle, à partir du huitième jour. Une comparaison méthodique avec les formes blanches ou faiblement colorées des principaux groupes d'*Aspergillus* permet de les caractériser : la forme cylindrique des capitules conidiens rappelle par son galbe (mais à l'échelle microscopique) l'inflorescence d'un *Alopecurus* ou celle d'un *Typha*. D'autre part, les stérigmates sont ordinairement répartis sur deux rangées, mais avec de grandes variations de taille. Ces deux caractères réunis permettent de distinguer les fructifications de ce champignon, de celles de l'*A. fumigatus* dans ses formes blanches. Ces traits morphologiques lui assignent une place dans le groupe *terreus*. Mais sa croissance est plus rapide que celle d'*A. niveus*, son mycélium est plus floconneux, sans irradiation au cours de son extension. La conformation générale de sa fructification conidienne, les dimensions de toutes ses parties, enfin sa pigmentation, conduisent à rapporter ce micromycète à l'espèce *A. carneus* Blochwitz.

Nous avons mis en évidence un dimorphisme curieux de l'appareil conidien, offrant tous les intermédiaires entre des fructifications cylindriques de grande taille, et de plus courtes, globuleuses à stérigmates unisériés et à stipes plus courts, parfois ramifiés.

Ce dimorphisme dépend de la nutrition du champignon, une carence relative d'aliment tendant à la simplification des conidiophores.

Le pouvoir pathogène de l'*Aspergillus carneus* a fait l'objet d'une expérimentation, suivie par deux voies différentes chez le *Melopsittacus undulatus* Shaw : A. par ingestion de grains de millet infectés en culture pure; B. par inhalation de spores mises en suspension par une soufflerie. Dans les deux cas, la mort des Oiseaux est survenue dans un délai de 34 à 70 h après l'ingestion, et au bout des cinq jours qui suivaient l'inhalation des germes.

L'étude anatomopathologique nous a permis de déceler : 1° une congestion intense du poumon avec hémorragie alvéolaire, sans obstacle matériel imputable à l'intervention du thalle filamenteux; 2° une congestion assez intense de l'intestin.

A la différence d'*A. carneus*, deux autres espèces du même genre, *A. niger* et *A. fumigatus* avaient provoqué expérimentalement des lésions complexes d'atélectasie et d'œdème sans réaction macrophagique de la paroi.

Ces lésions s'observaient à la fois chez l'Oiseau et chez la Souris. De plus, l'*A. fumigatus* a déterminé chez cette dernière une congestion intense des glomérules sans réaction de la capsule de Bowmann.

Les rétrocultures obtenues à partir du sang du cœur se sont montrées positives en ce qui concerne *A. carneus*.

La contamination d'un individu à l'autre peut s'effectuer par l'intermédiaire des excréta. L'animal ainsi contaminé montre alors des accès de somnolence séparés par des intervalles actifs, suivis de rémission. La formation vraisemblable d'anticorps provoque alors l'immunité. Ces expériences prouvent que l'*Aspergillus carneus* est toxique par ses conidies et que celles-ci peuvent pénétrer dans l'organisme soit par ingestion, soit par inhalation.

Nous avons extrait les toxines sécrétées par le champignon, d'après la méthode suivante : le mycélium de l'*A. carneus* développé sur le milieu de Czapek, prélevé au quatrième jour de culture, a été finement broyé au mortier stérilisé. Ce mélange, lavé à l'eau distillée, a subi une centrifugation. Nous avons traité distinctement deux fractions du produit. L'une a été chauffée à l'autoclave pendant 20 mn à 120°, l'autre, placée sous l'éther pendant 48 h à la glacière.

Remises en suspension dans 10 cm^3 d'eau stérile, ces deux fractions ont été inoculées séparément à un Lapin, à raison de 0,5 cm^3 par injection intradermique.

Au bout de quatre jours, au point de contact de l'extrait autoclavé, s'était développée une papule atteignant 5 mm de diamètre.

La réaction du derme au produit non chauffé était d'une nature différente de la précédente : autour du point d'inoculation se produisait une escarre de 1 à 2 cm de diamètre limitée par une zone périphérique livide.

La papule produite par la substance chauffée se cicatrisait au 10ᵉ jour. Au contact de l'extrait non autoclavé, une croûte se formait sur l'emplacement de l'escarre; la cicatrice disparaissait au 15ᵉ jour. Le mycélium fertile renferme donc un principe toxique thermolabile (détruit à 120° en 20 mn) et une substance irritante qui résiste à la chaleur humide, mais dont l'action est localisée et superficielle.

Le composé thermolabile exerce au contraire une action nécrosante plus profonde, qui ne dépasse pas cependant le derme et finit par se cicatriser.

L'*Aspergillus carneus* ne peut contaminer expérimentalement les phanères et ne cause donc pas de mycose du type de l'onyxis.

PHYTOPATHOLOGIE. — *Localisation des enzymes oxydants chez l'Œillet cultivé.*

Note de Mᵐᵉ **Mireille Moreau**, présentée par M. Roger Heim.

Divers tests colorés, notamment à l'hydroquinone et à la teinture de gaïac, permettent de situer les tissus les plus riches en oxydases et peroxydases : parenchymes corticaux, liber, parenchymes ligneux non lignifiés; les cellules sclérifiées ne réagissent plus. L'abondance de parenchyme non lignifié, à réaction enzymatique positive, dans le bois du collet de l'œillet des fleuristes, variété *Anita*, aide à expliquer son mécanisme de défense aux attaques des parasites vasculaires.

Nous avons précédemment signalé ([1]) l'analogie qui existe entre les réactions de défense que déclenche une attaque fongique vasculaire sur une variété d'œillets des fleuristes (*Dianthus caryophyllus*) relativement résistante (*Ophelia, Anita*), et celles qu'on peut observer chez un œillet malade (*Candide*) ayant subi des pulvérisations quotidiennes de dichloro-(*m. p*) crésoxypentaéthylène glycol. Nous émettions alors l'hypothèse ([2]) que la molécule hydrolysée du produit subissait une oxydation dans la plante qui fournissait à celle-ci un acide 2.4-dichlorométhylphénoxyacétique agissant alors, *in situ*, comme une substance de croissance.

Il nous a donc paru utile de rechercher la présence et la localisation des oxydases dans l'œillet. Cette recherche s'est faite au moyen de réactions colorées qui se sont contrôlées mutuellement ([3]).

1. Présence des enzymes oxydants. — Des œillets entiers, coupés très finement, sont placés dans leur volume d'eau. Quelques heures après, s'il est ajouté au filtrat quelques gouttes de teinture de gaïac émulsionnée, la réaction est négative; des traces d'eau oxygénée du commerce suffisent pour qu'un beau pigment bleu se développe. Une solution alcoolique d'α-naphtol, en présence d'eau oxygénée, développe une coloration lilas. Ces deux réactions sont sensibles à la présence de peroxydases. Un extrait aqueux de 24 h bleuit directement la teinture de gaïac sans l'intervention de l'eau oxygénée : ce bleuissement est alors lié à la présence d'oxydases.

2. Localisation des enzymes oxydants dans les tissus. — 1° *Oxydation de l'hydroquinone par l'eau oxygénée en présence de peroxydases.* — Cette technique préconisée par P. Duquénois et T. Guth ([4]), puis P. Duquénois, G. Gazet du Chatelier et T. Guth ([5]) permet une localisation histologique assez précise des peroxydases par la formation de cristaux de quinhydrone d'un brun rouge presque noir.

Les coupes fines, au rasoir, d'œillets fraîchement arrachés, sont séchées à l'air. Quelques gouttes d'hydroquinone sont déposées en évitant de mouiller la face supérieure de la coupe. Quand la cristallisation est faite, une goutte d'eau oxygénée introduite sous la lamelle fait noircir les cristaux en contact avec la peroxydase. Nous avons opéré sur des œillets de variétés et d'âges différents (*Boréal* de 2 ans, *Boréal*, *Versailles*, *Anita* et *Saint-Christophe* de 10 mois); les localisations sont les mêmes et se traduisent ainsi :

Racines. — La réaction est très intense dans le parenchyme cortical, le liber et le parenchyme ligneux le plus externe. La cristallisation est moins abondante au centre de la racine.

Collet. — La réaction est très intense dans le parenchyme cortical, le liber, le parenchyme ligneux non lignifié (indépendamment du tissu de

formation récente, il subsiste des cellules non lignifiées dans toute l'épaisseur du bois en plages plus ou moins étendues selon la variété de l'œillet).

Tige primaire. — La cristallisation est faible dans le parenchyme cortical, mais elle est abondante au niveau du sclérenchyme en cours de différenciation et tout particulièrement là où se différenciera l'assise subéro-phellodermique ainsi que dans le liber. La réaction est faible dans le bois primaire sauf à la limite de ce tissu avec la moelle où elle est intense. Quelques cristaux se forment dans la moelle.

Feuilles. — Dans les feuilles âgées, la réaction légère dans le parenchyme est intense autour du sclérenchyme protégeant les faisceaux libéro-ligneux et dans le liber. La réaction est identique dans les jeunes feuilles.

Pétales. — L'onglet donne une réaction active.

2° *Oxydation de la teinture de gaïac.* — La coloration directe à la teinture de gaïac est rapide mais très diffuse, aussi n'est-elle pas favorable à une localisation précise des oxydases.

La réaction à la teinture de gaïac en présence d'eau oxygénée permet une localisation des peroxydases superposable à celle obtenue avec l'hydroquinone.

Nous avons observé une coloration d'ensemble d'un bleu plus intense dans les coupes de collet de l'œillet *Anita.* Nous avons signalé que ce sont les tissus non encore ou peu lignifiés qui semblent contenir les peroxydases, au moins en quantité décelable aux réactions colorées. Cette remarque a attiré notre attention sur la grande différence qui existe dans le degré de lignification du parenchyme ligneux de variétés d'œillets différentes, du même âge, cultivés dans les mêmes conditions. La presque totalité des cellules du bois se colore en bleu chez *Anita.* La bonne résistance de cet œillet aux attaques spontanées du *Fusarium roseum* (Lk.) Sn. et H. (*avenaceum*) et aux infections expérimentales du *Phialophora cinerescens* (Wr.) v. Beyma semble liée à cette particularité de son tissu conducteur : celui-ci garde longtemps, dans la majorité de ses cellules, son activité enzymatique entre autres. C'est un moyen efficace de défense au moment où les vaisseaux subissent l'invasion des parasites et l'émission de leurs toxines. La production abondante et rapide de gommes brunes obturant les vaisseaux, que nous signalions comme une défense efficace ([1]), s'explique ainsi facilement.

3° Nous avons essayé le test de l'oxydase de Mc Leod : une solution aqueuse de chlorhydrate de *p*-diméthylphénylène diamine se colore en rose en présence de tyrosinase. Sur coupes d'œillets, les cellules lignifiées (anneau de sclérenchyme, cellules lignifiées du parenchyme ligneux, vaisseaux du bois) se colorent sélectivement d'un beau rose. Comme cette localisation ne se superpose pas aux précédentes et que ce test, commun en microbiologie, ne semble pas avoir été utilisé en histologie végétale, nous signalons le résultat sans l'interpréter.

(1) M. Moreau, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2855.
(2) M. Moreau, *Thèse Sciences*, Paris, 11 mai 1956, 309 pages.
(3) N. Wattiez et F. Sternon, *Éléments de Chimie végétale*, 2e éd., 1942, p. 71 et 763-773.
(4) *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 499.
(5) *Bull. Soc. Chim. biol.*, 35, 1953, p. 1217-1224.

PHYSIOLOGIE. — *Sur les sucres liés aux phosphatides du foie de Lapin.* Note (*) de M. **René Agid**, présentée par M. Robert Courrier.

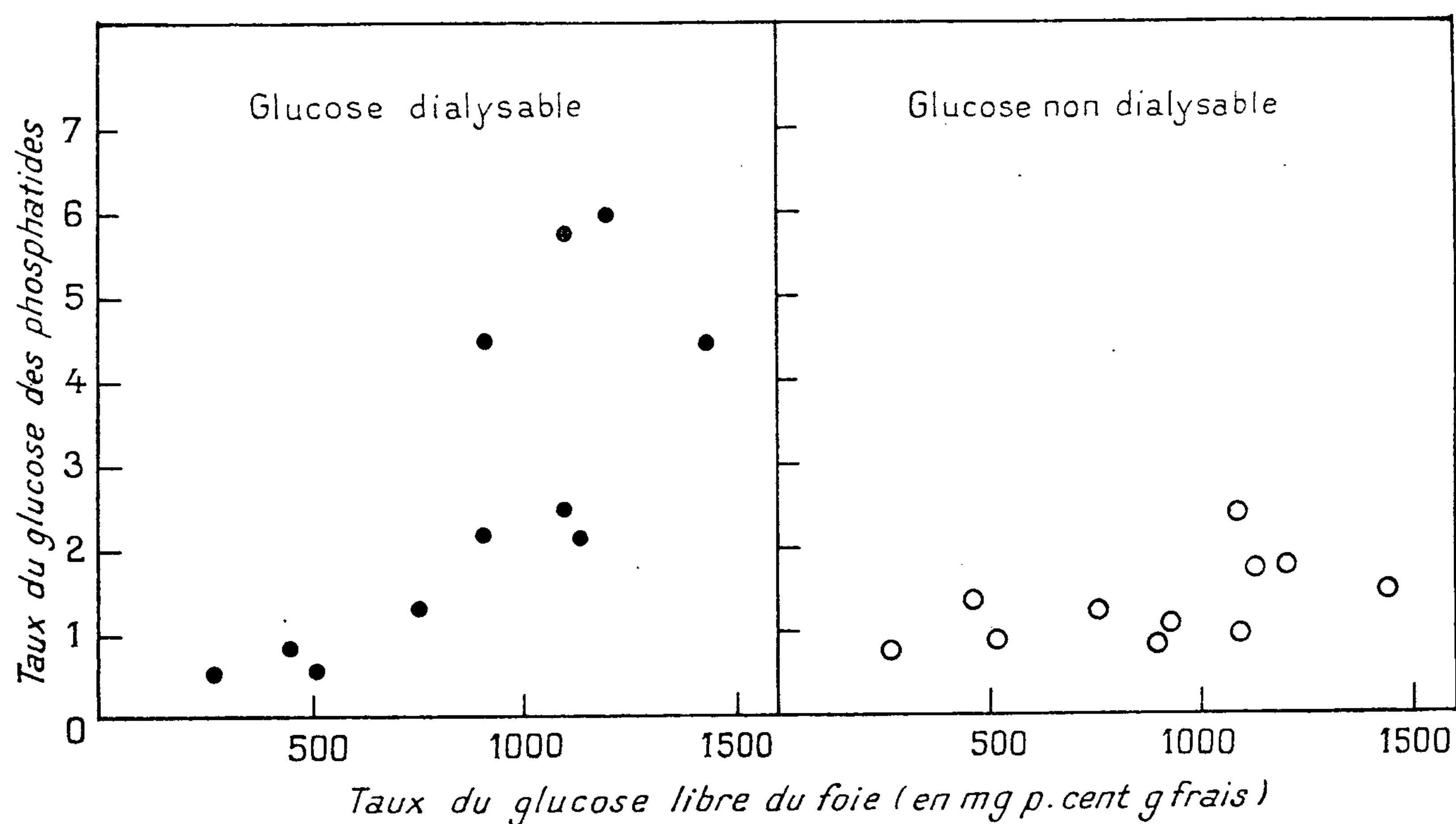
Les phosphatides bruts du foie contiennent 2 à 8 % de sucre dont une grande partie peut être éliminée par dialyse; il reste toutefois une fraction de sucre non dialysable liée aux lipides. La dialyse élimine aussi des composés phosphoriques et le rapport des acides gras au phosphore devient alors voisin de 2.

Les phospholipides bruts extraits des tissus contiennent de nombreuses impuretés (acides aminés, urée, etc.) et l'on a même signalé, en dehors des galactolipides, l'existence de composés lipidiques riches en sucres. On avait isolé ainsi du foie un composé contenant entre autres des acides gras, du phosphore, une base azotée et des quantités importantes de glucose (1), (2), et l'on avait pensé qu'il s'agissait d'un composé défini auquel on avait donné le nom de « jecorine ». Des expériences ultérieures (3), (4) ont montré qu'il s'agissait simplement de phosphatides ayant solubilisé des glucides. Ce glucose contenu dans les phosphatides présentait un intérêt nouveau du fait que nous avons montré que le foie du Lapin contient régulièrement, même après un jeûne de quelques jours, des quantités importantes de glucose libre (en moyenne 1 g %). On pouvait se demander alors s'il existait une relation entre ce glucose libre du foie et le glucose trouvé avec les phosphatides.

Nous séparons les phosphatides hépatiques des lipides totaux extraits du foie par une précipitation dans l'acétone glacé et reprise par le benzène anhydre. L'hydrolyse sulfurique des phosphatides et le dosage du sucre total après défécation par la méthode de Schaffer Somogyi, montre que le taux des glucides dans les phosphatides est très variable et peut atteindre des valeurs élevées : jusqu'à 8,4 % des phosphatides, soit plus de 400 mg % frais de foie. Les phosphatides du foie peuvent donc contenir plus de sucre que le sang entier de l'animal.

Pour voir dans quelle mesure ces sucres étaient liés aux lipides, nous avons émulsionné ces derniers dans l'eau distillée et dialysé cette émulsion pendant plusieurs jours contre de l'eau à 0°, méthode déjà employée par d'autres auteurs (5). On constate alors que la plus grande partie du sucre passe dans le liquide de dialyse, soit 0,5 à 6 % des phosphatides. Nous confirmons ainsi, en utilisant du benzène anhydre, cette propriété étonnante des phospholipides de solubiliser des quantités variables et souvent

importantes de glucides. Toutefois, une partie non négligeable du sucre total reste fixée aux phosphatides et ne peut en être séparée que par hydrolyse; elle représente une quantité comprise entre 0,8 et 2 % des phospholipides. Il s'agit vraisemblablement là de sucres qui entrent dans la constitution des galactolipides.



Augmentation parallèle du glucose libre du foie et du glucose dialysable des phosphatides.

Nous avons cherché si la quantité du sucre non dialysable, c'est-à-dire lié aux phosphatides, variait en fonction de conditions physiologiques déterminées (jeûne, effet de l'insuline); nous n'avons pas trouvé de relation. Par contre il existe une corrélation nette (*fig.* 1) entre la valeur du glucose dialysable des phosphatides et celle du glucose libre du foie, tel que nous le déterminons après extraction à l'alcool à 50 % et défécation ([6]). Ainsi plus le foie est riche en glucose, plus les phosphatides contiennent de glucose entraîné. La liaison entre ce glucose dialysable et les phosphatides se réalise peut-être au cours des extractions, mais il est aussi possible qu'elle existe déjà dans la cellule vivante et dans ce cas cette association présente un intérêt physiologique évident.

Nos recherches, en accord avec d'autres auteurs ([7]), ([8]), nous ont montré que le liquide de dialyse des phosphatides hépatiques contient aussi des composés phosphoriques. Dans un travail antérieur sur la composition des phosphatides hépatiques ([9]) nous avions trouvé dans les phosphatides bruts un rapport acides gras/P voisin de 1,7 au lieu de la valeur théorique de 2 pour la lécithine et la céphaline, c'est-à-dire un excès de composés phosphoriques. Nous avons constaté que par dialyse les phosphatides

perdent en moyenne 15 % du phosphore, fraction d'ailleurs presque entièrement sous forme organique. Une partie importante doit être constituée par l'acide glycérophosphorique dont nous avions constaté la présence en excès (9). Le rapport acides gras/P devient alors très voisin de 2. La dialyse se présente ainsi comme un moyen simple de purification des phospholipides.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) E. DRECHSEL, *J. Prakt. Chem.*, 33, 1886, p. 425.
(2) P. MANASSE, *Z. physiol. Chem.*, 20, 1895, p. 478.
(3) M. SIEGFRIED et H. MARK, *Z. physiol. Chem.*, 46, 1905, p. 492.
(4) E. TERROINE et A. MAYER, *B. B.*, 4 mai 1907, p. 773.
(5) J. MEINERTZ, *Z. physiol. Chem.*, 46, 1905, p. 376.
(6) R. AGID, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1777.
(7) J. FOLCH, *J. Bioch. Chem.*, 177, 1949, p. 505.
(8) R. G. SINCLAIR, *J. Bioch. Chem.*, 174, 1948, p. 343.
(9) TH. CAHN, J. HOUGET et R. AGID, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 31, 1949, p. 766-778.

ENDOCRINOLOGIE. — *Réponses vasopressive, ocytocique et antidiurétique à des applications de 2-[naphtyl-(1′)-méthyl]-imidazoline sur l'écorce cérébrale du Lapin.* Note (*) de M. **ANTONIO CHAMORRO**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

Deux analogues de l'adrénaline sont essayés en application locale sur l'écorce cérébrale du Lapin : la 2-[naphtyl-(1′)-méthyl]-imidazoline provoque les trois réponses de type post-hypophysaire; l'éphédrine est inactive.

Comme suite à son application locale sur l'écorce cérébrale, chez le Lapin, l'adrénaline déclenche des réactions de type post-hypophysaire (1), (2). En prenant comme exemple les substances œstrogènes naturelles et artificielles qui, tout en étant de constitutions chimiques très différentes, ont en commun l'identité de leur action sur le vagin et sur d'autres récepteurs, nous nous sommes demandé si les corps ayant les mêmes propriétés pharmacodynamiques que l'adrénaline (I), ne seraient pas aussi capables de stimuler le cortex cérébral et de produire les mêmes effets.

Parmi ces substances, nous en avons choisi deux : l'une, l'éphédrine (II), alcaloïde ayant une formule chimique voisine de celle de l'adrénaline (sous la forme de chlorhydrate, l'éphédrine est très soluble dans l'eau et sa solution reste stable); l'autre, la 2-[naphtyl-(1′)-méthyl]-imidazoline (III), (N.M.I.), de formule chimique différente, appartenant à une série de dérivés aromatiques de l'imidazoline, substance très étudiée dans ses propriétés pharmacodynamiques (3), (4), (5), (6). Employée sous la forme de nitrate, elle est soluble dans l'eau et la solution ne s'altère ni à l'air, ni à la lumière.

Pour leurs essais, ces corps, en solution à 5 % dans le sérum physiologique tiède, sont appliqués sur la région fronto-pariétale de l'écorce cérébrale d'une vingtaine de lapins mâles et femelles. Un carré de papier filtre de 4 à 5 mm de côté, trempé dans la solution à essayer, est égoutté et appliqué pendant 30 s. Les autres conditions expérimentales ont été décrites précédemment (1), (2), (7).

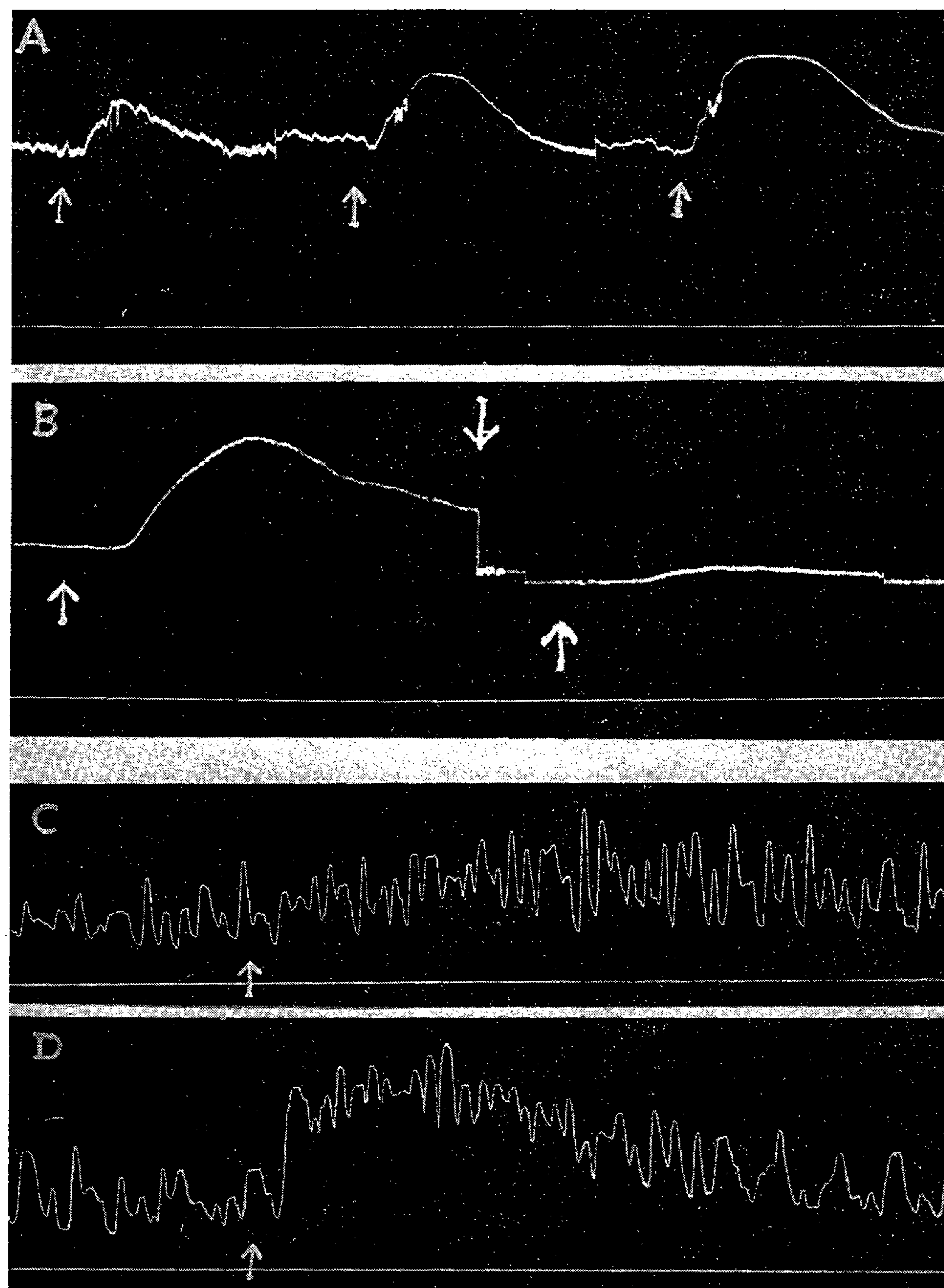


Fig. 1. — En ↑ : Application d'une solution à 5 % de N. M. Imidazoline sur la région fronto-pariétale de l'écorce cérébrale du Lapin, d'une durée de 30 s.

Pression artérielle.

Tracé A : Trois applications, espacées de 15 mn. Sensibilisation.

Tracé B : Deux applications; en ↓, 10 mn avant la deuxième application, administration intrapéritonéale de chlorpromazine (1 mg/kg). Inhibition de l'effet vasopressif.

Contractions de l'utérus in situ.

Tracés C et D : Deux applications espacées de 30 mn. Sensibilisation.

Ces expériences nous ont montré que l'éphédrine est dépourvue d'activité, même sur une région du cortex déjà sensibilisé par des applications répétées d'adrénaline; par contre, la N.M.I. est très active pour déclencher les réponses vasopressive, ocytocique et antidiurétique. Les applications

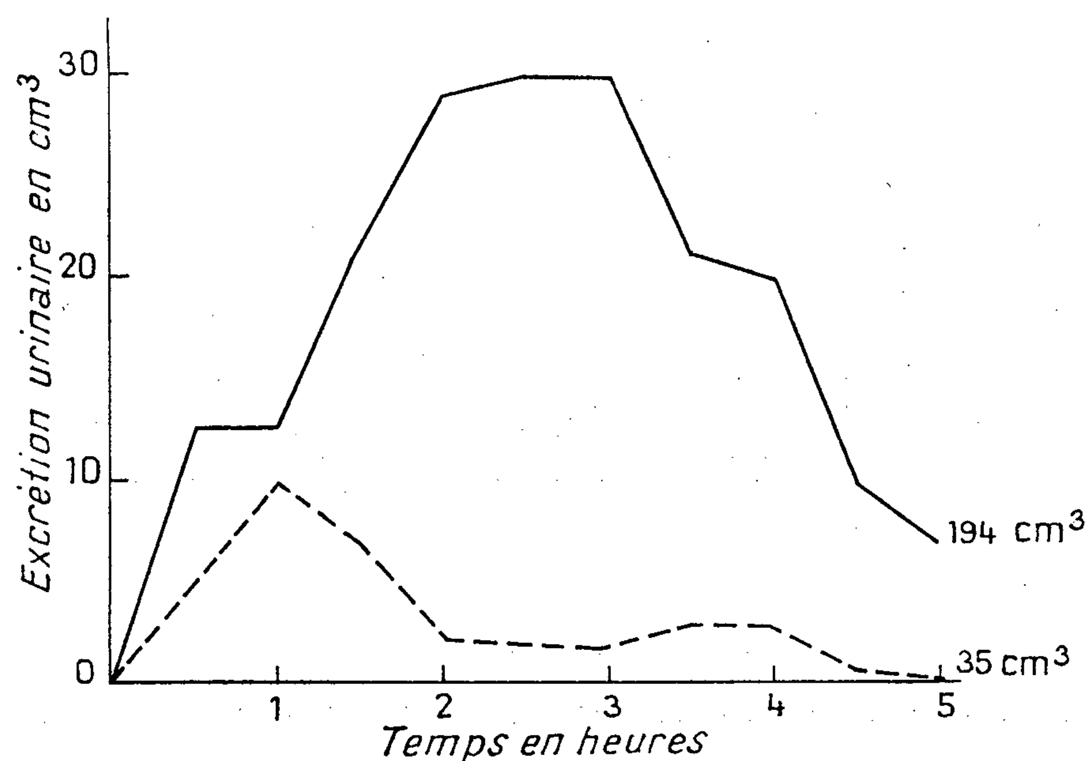


Fig. 2. — Épreuve de diurèse chez le Lapin.

——— Témoins.

----- Traités par applications de N. M. Imidazoline sur l'écorce cérébrale.

répétées sur la même région, espacées de 15 mn pour la réaction vasopressive, et de 30 mn pour la réaction ocytocique, provoquant une sensibilisation qui aboutit à des réponses plus intenses. Cette sensibilisation n'est

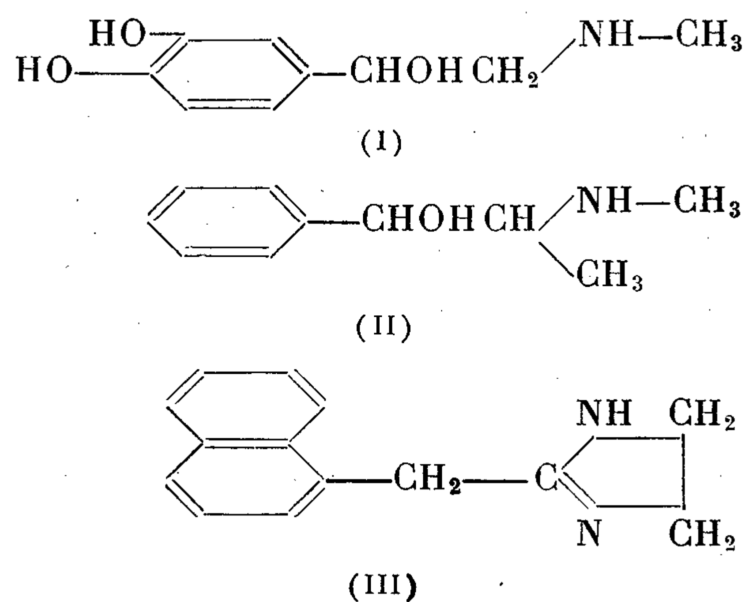


Fig. 3.

pas transmise à la région homologue de l'hémisphère cérébral opposé. Les applications de cette substance sur les muscles et la conjonctive palpébrale, faites dans les mêmes conditions que pour le cortex cérébral, ne sont pas suivies d'action.

La chlorpromazine administrée à la dose de 1-2 mg/kg par la voie intrapéritonéale, 10 mn avant l'application corticale de N.M.I., inhibe complètement la réponse hypertensive. A la dose de 2,5-5 mg/kg elle abolit aussi la réponse antidiurétique. Cette drogue semble agir par blocage diencéphalique. L'étude de l'action de cette substance sur la réponse ocytocique reste à faire.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) A. Chamorro et B. Minz, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1368.

(2) A. Chamorro, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1069.

(3) M. Hartmann et H. Isler, *Arch. exper. Phatol. und Pharm.*, 192, 1939, p. 141.

(4) R. Meier et R. Müller, *Schweiz. med. Wschr.*, 71, 1941, p. 554.

(5) B. Pellmont, *Schweiz. med. Wschr.*, 74, 1944, p. 1314.

(6) R. Meier, *Helv. Physiol. Pharm. Acta*, 4, 1946, p. 69.

(7) A. Chamorro et B. Minz, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 299.

ENTOMOLOGIE. — *Sur la fondation du nid chez* Halictus marginatus *(Brullé) (Insecte Hyménoptère)*. Note (*) de M[lle] **Cécile Quenu**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

La fondation du nid est, chez *Halictus marginatus*, l'œuvre d'une femelle unique : cette femelle a passé l'hiver dans son nid natal en compagnie de ses sœurs, après avoir été fécondée, comme elles, à l'automne. Le nombre des femelles fondatrices varie d'un nid à l'autre et peut dépasser la centaine.

Les nids qui, au printemps, abritent les fondatrices, sont des nids âgés, parvenus au terme de leur croissance (1). Ils ont produit, l'année précédente, des mâles et des femelles. Ils se sont ouverts à l'automne. Les mâles en sont sortis, ont fécondé les femelles, puis sont morts. Seules subsistent les femelles. A la différence des nids plus jeunes, qui se signalent au dehors par des cheminées en terre de hauteurs diverses, ces nids âgés s'ouvrent au ras du sol par de simples orifices à contours nets. Les femelles fécondées ne se livrent à aucun travail dans les nids qu'elles vont bientôt quitter. Elles les ouvrent simplement au début du printemps, ce qui explique l'absence de déblais à l'entrée des terriers.

C'est le 1[er] avril qu'a eu lieu, en 1956, la première sortie des femelles fécondées. Elles explorent, en voletant et surtout en marchant, les environs du nid qu'elles viennent de quitter. Certaines d'entre elles, si les conditions sont favorables, commencent aussitôt à creuser un terrier pour leur propre compte au voisinage de leur nid d'origine qu'elles abandonnent définitivement. Les autres ne creusent pas pendant la journée et retournent dans le nid natal, qui ne se vide donc pas brusquement, à la suite d'une sortie massive des femelles fécondées, mais très progressivement. Pendant

tout le mois d'avril 1956, nous avons noté des fondations de nouveaux nids. Ces fondations peuvent être nombreuses dans une seule journée (jusqu'à 107 après une forte pluie). Les nids qui disparaissent chaque année, c'est-à-dire ceux d'où sont issues les femelles fécondées, sont bien moins nombreux que ceux qui apparaissent par fondation nouvelle. Il en résulte une croissance de la « bourgade », que nous avons observée au cours des trois précédentes années. La « bourgade » comptait 200 nids en 1954, 400 en 1955, plus de 1000 en 1956.

La femelle fécondée qui a quitté le nid natal commence à creuser son propre nid à partir de la surface du sol. Remarquons que, dans l'espèce *marginatus*, seules les jeunes fondatrices creusent ainsi des nids nouveaux. Les femelles vierges des nids âgés de deux ans au moins habitent le nid où elles sont nées et ne font qu'agrandir une construction préexistante.

Le nid creusé par la fondatrice est simple. Un conduit s'enfonce dans le sol à peu près verticalement, jusqu'à une profondeur de 35 à 40 cm. Les cellules sont placées de part et d'autre de ce conduit dans lequel elles débouchent directement. Les plus hautes sont situées à environ 25 cm de la surface du sol. Elles sont simplement creusées dans la terre argileuse et n'ont pas de paroi propre. Sur six fondations examinées au cours des deux précédents étés, nous avons obtenu en ce qui concerne la descendance des fondatrices : 2, 3, 3, 4, 4 et 6 femelles. Le chiffre approximatif de 5 à 10 femelles pour la première ponte de la fondatrice, que nous avons donné dans notre première publication, est nettement trop élevé.

Le mode de fondation de *Halictus marginatus* est donc de type banal et ressemble, à première vue, à celui de n'importe quelle Abeille solitaire. Une femelle fécondée unique construit un nid de structure simple, comportant quelques cellules dans lesquelles elle emmagasine le pollen et dépose ses œufs. Cependant, certaines de ses particularités biologiques éloignent cet *Halictus* des espèces solitaires :

1° la fondatrice approvisionne toutes ses cellules avant de commencer à pondre;

2° les cellules contenant le couvain ne sont jamais bouchées; elles restent constamment en communication avec le conduit du nid;

3° la première ponte (unique dans une année) de la femelle fécondée ne donne naissance qu'à des femelles;

4° ces femelles, vierges, atteignent l'état parfait à partir du mois d'août mais n'entrent pas en activité l'année de leur naissance; elles passent l'hiver dans leurs cellules d'origine en compagnie de leur mère; elles ne commencent à travailler qu'au printemps suivant l'année de leur apparition et meurent au cours de l'été; ces femelles qui, nous l'avons vu [1], ont la valeur d'ouvrières, vivent une année entière ou un peu plus;

5° la fondatrice ne meurt pas à la fin de l'été après avoir donné nais-

sance aux femelles vierges; le nid qu'elle a fondé devient le nid permanent d'une société dont elle est la reine et qui va croître au cours des années à venir.

(*) Séance du 25 février 1957.
(1) C. QUENU, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1512.

BIOLOGIE. — *Sur les réactions mésenchymateuses consécutives à l'administration de substances œstrogènes et à l'injection intrapéritonéale associée de silice, chez le Cobaye. Fibromatose œstrogène et silicotique.* Note (*) de M. **MICHEL MOSINGER**, présentée par M. Robert Courrier.

1° Les œstrogènes favorisent la production des nodules silicotiques péritonéaux chez le Cobaye, et déterminent leur transformation tumorale. 2° La silice favorise la production des conjonctivomes œstrogènes.

L'administration répétée de substances œstrogènes détermine chez le Cobaye, plusieurs mois après le début du traitement, des tumeurs conjonctives multiples dont nous avons pratiqué l'étude, après Lipschutz, depuis 1944, sous l'appellation de conjonctivomatose multiple œstrogène. Nous avons montré que le début de ces tumeurs se fait par des foyers histiocytaires qui apparaissent dans le tissu conjonctif sous-péritonéal, sous l'influence des substances œstrogènes et qui peuvent être appelés follicules œstrogènes.

D'un autre côté, l'injection intrapéritonéale de silice détermine au niveau de l'épiploon et d'autres territoires péritonéaux, la production de nodules réactionnels qui, à un moment donné, présentent, comme les nodules œstrogènes, une constitution purement histiocytaire. On peut les appeler follicules silicotiques. Ils se transforment par la suite en nodules fibreux, puis fibro-hyalins. Cette silicose nodulaire péritonéale a été étudiée depuis Sayers (1924), Millers, Sayers et Yant (1934), par de nombreux auteurs et, en France, par Policard (1950), Policard, Collet et Giltaire-Ralyte (1955), Collet et Daniel Moussard (1956).

Il est intéressant de noter que les conjonctivomes œstrogènes subissent fréquemment, comme les nodules silicotiques, l'hyalinisation.

Il était intéressant d'associer chez les mêmes animaux, les traitements par les œstrogènes et par la silice. Nous avons pratiqué chez 13 cobayes : 1° Des injections sous-cutanées répétées de benzoate d'œstradiol à raison d'une injection de 5 mg tous les 5 jours; 2° Deux à trois injections successives de 50 à 500 mg de quartz. Les animaux ont été sacrifiés 6 à 56 jours après le début du traitement et ont reçu des doses totales de 450 à 800 mg de quartz et de 10 à 55 mg de benzoate d'œstradiol.

Chez les animaux ainsi traités, les nodules silicotiques, reconnaissables à leur contenu cristallin, subissent rapidement une intense prolifération fibroblastique à éléments volumineux ainsi qu'un dépôt abondant de collagène. Dès le deuxième mois, ces nodules silicotiques, au lieu de subir, comme habituellement, un appauvrissement cellulaire progressif, prennent un aspect prolifératif. Ces nodules silicotiques volumineux, tumoriformes, sont surtout localisés dans l'épiloon par ailleurs atteint d'épiploïte rétractile serrée. Il s'agit de nodules et tumeurs d'origine mixte œstrogène et silicotique. En d'autres termes, les substances œstrogènes accélèrent la production des nodules silicotiques et déterminent leur transformation tumorale de même qu'ils entraînent la transformation tumorale des cicatrices de castration ou de spléncetomie.

Mais d'un autre côté, chez les mêmes animaux, le double traitement fait apparaître, très précocement, des tumeurs œstrogènes non centrées par la silice, avec leur localisation typique, notamment diaphragmatique et prostatique. Au 56ᵉ jour, ces tumeurs peuvent avoir le volume d'un pois. Ainsi, la silice semble stimuler de la même manière que les substances colloïdales réticulotropes (encre de Chine, bleu trypan) la production des conjonctivomes œstrogènes.

(*) Séance du 25 février 1957.

(*Institut d'Hygiène industrielle et de Médecine du Travail de l'Université d'Aix-Marseille.*)

GÉNÉTIQUE ÉVOLUTIVE. — *Sur l'activité sexuelle des mâles de plusieurs souches de* Drosophila melanogaster. Note (*) de M. **Ernest Bösiger**, présentée par M. Maurice Caullery.

Les mâles de différentes souches sauvages et mutantes de *Drosophila melanogaster* ne fécondent pas le même nombre de femelles. L'activité sexuelle des mâles de souches fraîchement capturées dans des populations naturelles est plus forte que celle des mâles de souches élevées depuis longtemps au laboratoire.

Après avoir constaté que les mâles de deux souches mutantes de *Drosophila melanogaster* ne fécondent pas le même nombre de femelles, la question se posait, si de telles différences sont plus générales dans cette espèce (1).

Matériel et technique. — Un mâle, âgé de 1 à 12 h, est placé dans un tube de culture avec six femelles vierges de la souche sauvage « *Oregon R-C* » du même âge. Après 48 h, on isole chacune des femelles, pour déceler le nombre de femelles fertiles.

Pour chacune des 14 souches suivantes cette expérience a été répétée un grand nombre de fois. Dans le groupe A il s'agit de souches qui sont

élevées depuis de très longues années au laboratoire : « *vestigial* » (*vg*); « *forked* » (*f*); « *ebony* » (*e*); « *vermilion* » (*v*); « *white* » (*w*); et la souche sauvage « *Oregon R-C* » (+ *Or*). Les souches du groupe B ont été constituées avec 5-10 couples de mouches, capturées dans des populations naturelles aux lieux suivants : « *sepia* 532 » (*se* 532) à Banyuls-sur-Mer; « *Carabietta* » (+ *Ca*) dans le Tessin, Suisse; « *Birskopf* 6 » (+ *Bi* 6) à Bâle, Suisse; « *cinnabar* 127 » (*cn* 127) au Birskopf, Bâle; « *Barthelasse* » (+ *Ba*) près d'Avignon; « *Perpignan* » (+ *Pe*) au centre de la ville; « *Hiroshima* » (+ *Hi*), Japon; « *Aloxe-Corton* » (+ *Al*), Côte-d'Or.

Aucune souche n'a été préalablement isogénéisée avec une des autres souches. Les différences entre souches ne peuvent donc pas être attribuées aux gènes, par lesquels quelques-unes sont marquées.

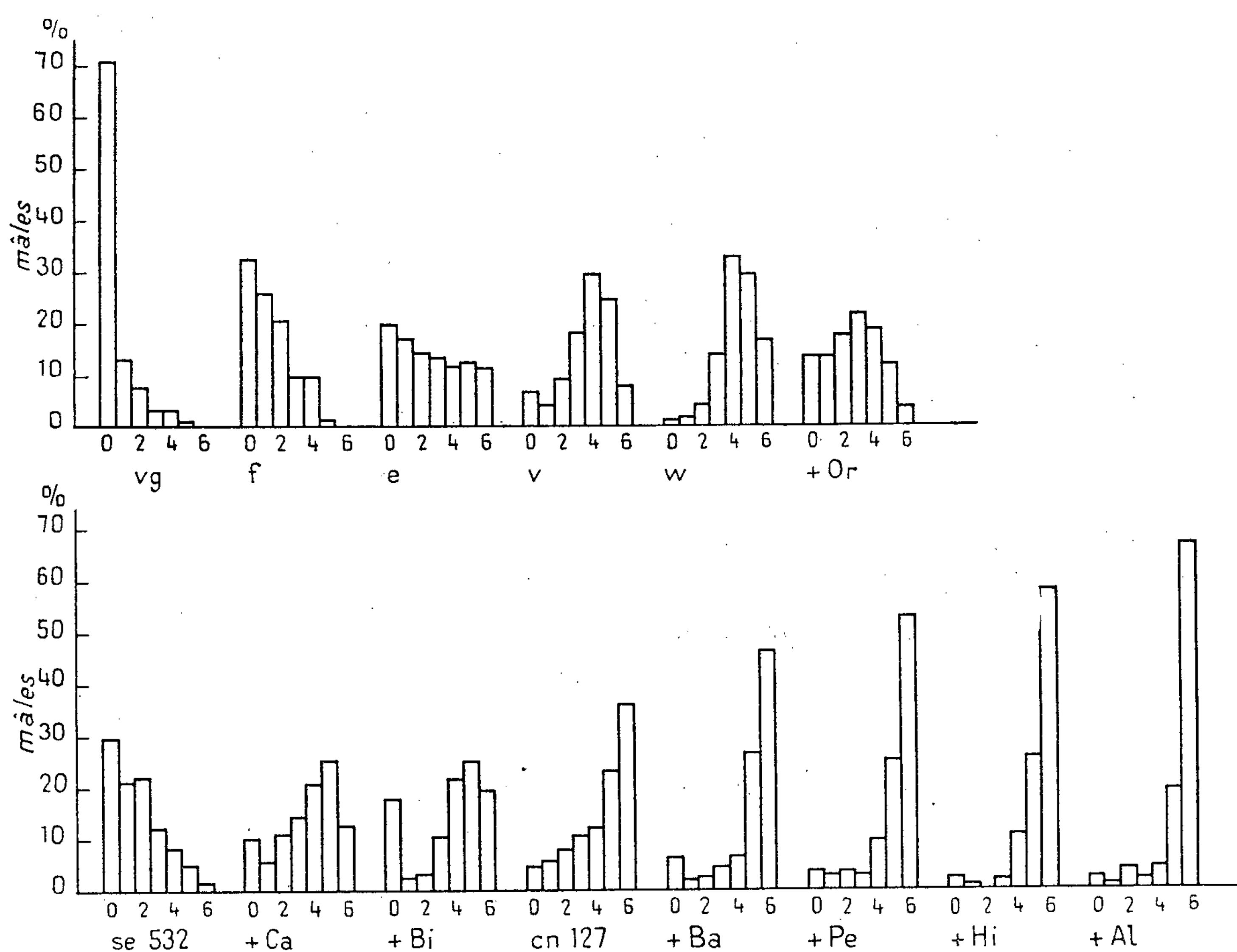
Résultats. — L'examen du tableau montre que le pourcentage de femelles fécondées, qui correspond au nombre moyen de femelles fécondées par un seul mâle, varie considérablement d'une souche à l'autre.

		Mâles.		Femelles			
					fécondées.		
	Souche.	Année capture.	Nombre.	Total.	Nombre.	(%).	par un mâle.
A.	*vg*	–	352	2112	201	9,52 ± 0,63	0,571
	f	–	267	1602	381	23,78 ± 1,06	1,427
	e	–	568	3408	1489	43,69 ± 0,85	2,621
	v	–	511	3066	1866	60,86 ± 0,88	3,651
	w	–	230	1380	988	71,59 ± 1,21	4,296
	+ *Or*	–	662	3972	1775	44,68 ± 0,79	2,681
	MOYENNE					**42,35**	**2,541**
B.	*se* 532	1952	302	1812	513	28,31 ± 1,06	1,699
	+ *Ca*	1950	276	1656	984	59,42 ± 1,21	3,565
	+ *Bi* 6	1952	258	1548	958	61,89 ± 1,23	3,713
	cn 127	1951	626	3756	2724	72,52 ± 0,73	4,351
	+ *Ba*	1955	243	1458	1182	81,06 ± 1,03	4,864
	+ *Pe*	1952	263	1578	1313	83,20 ± 0,94	4,992
	+ *Hi*	1953	143	858	756	88,11 ± 1,11	5,287
	+ *Al*	1955	259	1554	1374	88,41 ± 0,80	5,305
	MOYENNE					**70,36**	**4,222**

Les histogrammes caractérisent mieux encore les 14 souches. En ordonnée est porté le nombre de mâles pour-cent, qui ont fécondé 0, 1, 2, ..., 6 femelles. La comparaison des histogrammes permet plusieurs constatations.

1. Pour les souches *cn* 127, + *Bi* 6, + *Pe*, + *Ba*, + *Hi* et + *Al*, il est évident qu'une partie seulement de la distribution normale est couverte par les classes de 0 à 6 femelles fécondées.

2. Les souches *vg*, *f*, *se*, *e*, + *Or*, + *Bi* 6 et + *Ca* comportent un assez grand nombre de mâles, qui ne fécondent aucune des six femelles pendant les 48 h. Mais quand on laisse un mâle des souches *f*, *se*, *e* et + *Or* pendant 10 jours dans un tube avec une femelle de la souche + *Or*, on obtient une descendance dans 95 à 99,1 % des cas. Il ne s'agit donc pas, pour ces quatre souches, d'un taux important de mâles stériles, mais bien d'une activité si faible de ces mâles, qu'ils ne fécondent aucune femelle pendant les 48 h que dure l'expérience.



3. La moyenne pour-cent du nombre de femelles fécondées est beaucoup plus grande pour le lot de souches provenant de populations naturelles. Et il semble qu'à l'intérieur du groupe B les mâles des souches qui ont été mises en élevage depuis peu de temps seulement, soient les plus actifs. Il est prématuré de tirer des conclusions sur les causes de ces différences. On peut néanmoins formuler dès maintenant une hypothèse de travail. Il est probable que les mouches sont soumises, dans les populations naturelles, à une pression sélective jouant en faveur d'une grande activité des mâles; et que, par contre, au laboratoire, dans les cultures denses en bouteilles, cette pression sélective disparaît.

On pourrait voir là un effet d'hétérosis, d'autant plus que des mâles hybrides ont montré en F_1 une forte augmentation de leur activité sexuelle par rapport aux souches parentales. Mais il ne se maintiendrait

guère pendant des dizaines de générations. Il faut plutôt penser à une détermination de l'activité des mâles par un système polygénique.

Dans les conditions d'élevage au laboratoire, l'absence de pression sélective mènerait à une lente élimination de gènes responsables de la haute activité des mâles.

4. La souche *se* 532 ne contredit pas nécessairement cette hypothèse. Il est concevable qu'à chaque génération, il se forme dans les populations naturelles un petit nombre de mouches ayant une composition défavorable des gènes réglant l'activité des mâles. Une telle combinaison serait à la base de la souche *se* 532, qui a été fondée par un couple de la F_2 d'une seule femelle fécondée, capturée dans une population naturelle. Quand on applique le même argument à la souche *cn* 127, également issue d'un couple de la F_2 d'une seule femelle, celle-ci aurait reçu une combinaison plus favorable que la souche + *Bi* 6, constituée par dix couples, et beaucoup plus favorable que la souche *se* 532.

Une étude plus poussée de l'activité sexuelle des mâles de différentes souches de *Drosophila melanogaster* semble utile, car il s'agit d'un caractère héréditaire, qui détermine un point du *comportement* des mâles, et qui est mesurable.

(*) Séance du 25 février 1957.
(1) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1320.

A 15 h 50 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16 h.

L. B.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 28 janvier 1957.)

Note présentée le même jour, de MM. *Ma Min-Yuan* et *Roger Brepson*, Sur le calcul des expressions $J_\nu(Z)\,Y_{\nu+p}(z) \pm Y_\nu(Z)\,J_{\nu+p}(z)$:

Page 549, 9e ligne, *au lieu de* $\frac{(\nu,\, r)}{(2\,Z)}$, *lire* $\frac{(\nu,\, r)}{(2\,Z)^r}$.

» 550, 2e ligne, *au lieu de* $[\rho_1 + V_1 + 0{,}0508\,\varepsilon_2]$, *lire* $[\rho_1 \pm V_1 + 0{,}0508\,\varepsilon_2]$.

(*Comptes rendus* du 4 février 1957.)

Note présentée le même jour, de MM. *Antoine Colombani* et *Pierre Huet*, Préparation et propriétés électriques des couches minces de bismuth :

Page 756, 3e ligne, *au lieu de* $540 . 10^{-2}\,\Omega$/cm, *lire* $540 . 10^{-6}\,\Omega$/cm.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de février 1957.

Melbourne autographic catalogue, 1900°0. Vol. V. *Zones* 73° and 74°, *Rectangular coordinates and diameters of star images*, by R. L. J. Ellery and Pietro Baracchi. Revised and prepared for publication under the supervision of J. M. Baldwin. Paris, Unesco, 1956; 1 vol. 27 cm.

Meteorological data of indonesian aerodromes 1951. Djakarta, Indonesia, Ministry of communication meteorological and geophysical service, 1956; 1 vol. 31,5 cm.

Proceedings of the international symposium on algebraic number theory. Organized by The science Council of Japan. Tokyo and Nikko, 1956; 1 vol. 26,5 cm.

Three historical notes, by Dr. D. McKie. Reprinted from *Nature*, vol. **163**, 1949; 1 feuillet 21,5 cm.

A new determination of the figure of the Earth from arcs, by Bernabd Chovitz and Irene Fischer, in *Transactions American geophysical Union*, vol. 37, n° 5, 1956; 1 fasc. 25 cm.

Meddelanden från Uppsala Universitets geografiska Institution. Ser. A, n° **115**. *The River Klarälven a study of fluvial processes*, *Inaugural dissertation*, by Åke Sundborg. Thèse. Esselte Aktiebolag, 1957, 1 vol. 25 cm.

Une microfaune nouvelle du crétacé supérieur de la République d'Haïti, par Jacques Butterin. Extrait du *Bulletin de la Société géologique de France*, 6e série, T. VI, 1956; 1 fasc. 25 cm.

Science et esthétique. Principes de morphologie générale, par Édouard Monod-Herzen, Tome. I. *Formes définies. Formules de formes. Formes associées. Forme et fonctionnement. Des cristaux à la matière vivante.* Tome II. *Matière vivante. Morphologie humaine. Esthétique.* Deuxième édition revue et augmentée. Paris, Gauthier-Villars, 1956; 2 vol. 25 cm (présenté par M. Paul Montel).

Congrès géologique international. Commission de stratigraphie. *Lexique stratigraphique international.* Volume IV. *Afrique*, sous la direction de R. Furon. Fasc. II, *Madagascar*. par Henri Besairie, M. Collignon. Paris, Centre national de la recherche scientifique, 1956; 1 fasc. 21,5 cm.

(*à suivre*.)

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 11 MARS 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

HYDRAULIQUE. — *Systèmes complexes de canaux de fuite en charge.*

Note (*) de M. **Léopold Escande**.

Dans une Note récente ([1]), nous avons montré que dans le cas d'une chambre d'équilibre montée à l'extrémité aval d'un canal d'amenée ou à l'amont d'un canal de fuite, la condition d'amortissement des déplacements du plan d'eau s'écrit, dans tous les cas, que le système soit oscillant ou apériodique :

(1) $$1 - 2p_0h_0 < 0.$$

D'autre part, dans une étude plus ancienne ([2]), nous avions montré comment dans le cas d'une chambre d'équilibre placée à l'extrémité aval d'un système de canaux d'amenée complexes, prenant l'eau dans plusieurs lacs où les plans d'eau sont à la même cote, on peut déterminer la valeur du rapport L/f de la longueur à la section du canal d'amenée unique équivalent à l'ensemble considéré au point de vue des oscillations engendrées dans la chambre. Nous avions également montré comment pouvait être calculée la perte de charge dans ce cas.

Nous avons eu récemment à étudier divers projets d'usines ne comportant pas de chambre d'équilibre sur les ouvrages d'amenée, mais mettant en jeu un système complexe de canaux de fuite en charge, protégé par une chambre d'équilibre, suivant un schéma analogue à celui de la figure 1.

Le fait que la cheminée d'équilibre est commune aux divers groupes rend immédiatement applicables nos formules à des ouvrages de ce genre. Par exemple, avec le schéma de la figure 1, on a, pour le rapport L/f du système

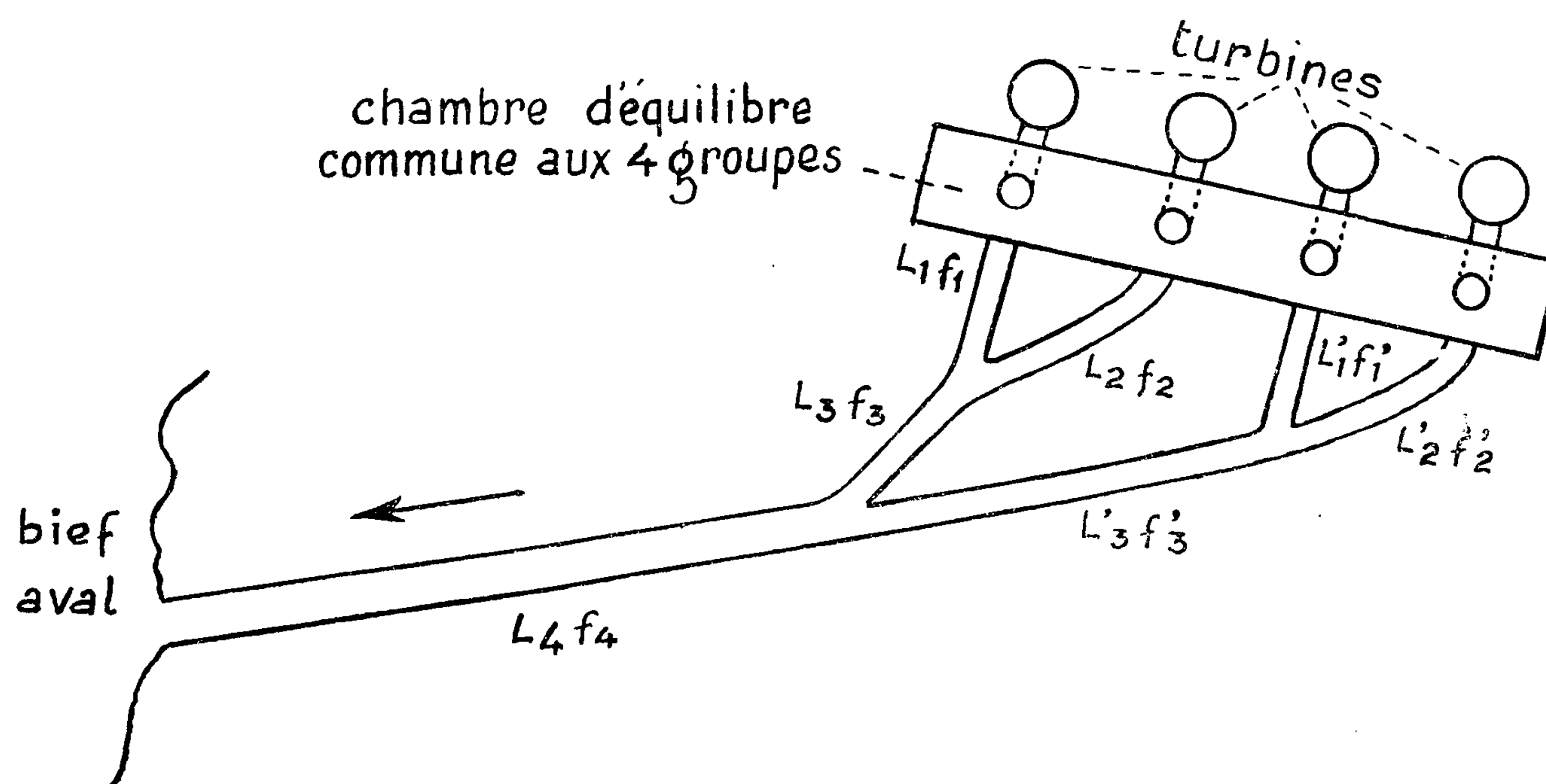
équivalent et pour le coefficient K caractérisant les pertes de charge

$$\frac{L}{f}=\frac{L_4}{f_4}+\cfrac{1}{\cfrac{1}{\frac{L_3}{f_3}+\cfrac{1}{\frac{f_1}{L_1}+\frac{f_2}{L_2}}}+\cfrac{1}{\frac{L'_3}{f'_3}+\cfrac{1}{\frac{f'_1}{L'_1}+\frac{f'_2}{L'_2}}}},$$

$$k=k_4+\cfrac{1}{\left[\cfrac{1}{\sqrt{k_3+\cfrac{1}{\left[\frac{1}{\sqrt{k_1}}+\frac{1}{\sqrt{k_2}}\right]^2}}}+\cfrac{1}{\sqrt{k'_3+\cfrac{1}{\left[\frac{1}{\sqrt{k'_1}}+\frac{1}{\sqrt{k'_2}}\right]^2}}}\right]^2}.$$

On en déduit Z_*, T, P_{w_0}, pour le système complexe considéré.

Il est facile de voir que, dans le cas d'un système de canaux complexe d'amenée ou de fuite, la condition de stabilité est toujours donnée par l'expression (1) sous réserve de faire intervenir le canal équivalent et la perte de charge déterminée par les formules que nous venons de rappeler.



Nous allons transformer la condition (1) de manière à faire apparaître directement ces deux éléments.

Cette condition s'écrit, avec les notations habituelles :

$$Z_*^2 < 2H_0P_0,$$

or

$$Z_*^2 = U_0^2\left(\frac{T}{2\pi}\right)^2 = U_0^2\frac{LF}{gF} = \frac{1}{F}\frac{Q_0^2}{g}\frac{L}{f}.$$

On a donc

$$\frac{1}{F}\frac{Q_0^2}{g}\left(\frac{L}{f}\right) < 2H_0P_0$$

ou

(2) $$F > F_0,$$

avec

(3) $$F_0 = \frac{Q_0^2}{2g}\left(\frac{L}{f}\right)\frac{1}{H_0 P_0}.$$

Dans cette expression (3) de la section limite F_0 de la chambre d'équilibre, H_0 est la hauteur de chute et (L/f) désigne le rapport caractéristique du canal équivalent à l'ensemble des canaux considérés; P_0 correspond, pour le débit Q_0, à la perte de charge dans l'ensemble complexe augmentée ou diminuée de la hauteur E_0 due à la vitesse dans la section du canal d'amenée située au droit de la chambre d'équilibre (augmentée pour une chambre à l'aval d'un système d'amenée, diminuée pour une cheminée à l'amont d'un système de fuite), comme nous l'avons indiqué ([3]).

On peut enfin observer que, pour un canal unique à section constante f, pour lequel on a $Q_0 = fW_0$, la relation (3) se ramène immédiatement à la condition classique de Thoma.

(*) Séance du 4 mars 1957.
([1]) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 148.
([2]) *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 245 et 501; **216**, 1943, p. 31 et 144.
([3]) *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 183 et **243**, 1956, p. 1973.

THÉORIE DES GAZ. — *Une forme de l'équation d'état.* Note de M. **Jacques Duclaux**.

Nouvelle forme de l'équation d'état, de forme simple et valable dans des limites très étendues.

J'ai été amené, par une analogie de forme entre des courbes, à essayer une équation d'état de la forme

(1) $$P(V-b)\left[1+\frac{A}{(V-b)^n}\right]=RT,$$

où b est le covolume habituel, indépendant de la pression et de la température, tandis que A et n sont deux fonctions de la température seule. Les valeurs de A vont en décroissant à mesure que la température s'élève; celles de n sont toujours voisines de l'unité, par exemple pour l'azote :

	n
à — 147° (température critique)	1,191
— 121°	1,043
0°	0,947

Malgré sa simplicité la relation (1) s'est montrée remarquablement exacte.

Dans une très grande étendue de températures et de pressions, elle n'introduit aucune erreur supérieure aux incertitudes expérimentales, soit quelques dix-millièmes. Ainsi à — 131°, température à laquelle l'azote est très loin de l'état parfait, la comparaison du calcul et de l'expérience donne :

Pression (atm).	PV calc.	PV obs.	$10^4\times$ Diff.	Pression (atm).	PV calc.	PV obs.	$10^4\times$ Diff.
25,29.......	.4 169	.4 168	+ 1	36,52.......	.3 605	.3 607	— 2
27,55.......	4 063	4 067	— 4	37,96.......	3 528	3 529	— 1
28,92.......	3 992	3 992	0	44,98.......	3 122	3 119	+ 3
31,73.......	3 855	3 858	— 3	49,14.......	2 868	2 868	0
33,65.......	3 757	3 760	— 3	51,73.......	2 721	2 731	—10
35,72.......	3 649	3 652	— 3	58,31.......	2 376	2 422	—46

La formule n'est en défaut que tout près du point critique. Ainsi dans l'exemple qui précède (dernière ligne du tableau) la pression est presque le double de la pression critique (33,5 atm.) et le volume est égal au volume critique. Mais l'erreur reste toujours faible : ainsi à 0°,8 du point critique elle n'atteint pas 3 % sur la valeur de PV, tandis que la formule de Van der Waals donne un chiffre 7 fois plus grand que le chiffre réel, soit une erreur plus de 200 fois plus grande.

L'équation (1) a le grand avantage de faire apparaître ce que j'ai appelé la *loi d'isocondensation*, propriété essentielle des gaz. Si l'on trace les isothermes en prenant pour abscisses les logarithmes de $(V-b)$ et pour ordonnées les valeurs de $P(V-b)/RT$, toutes sont superposables par une simple modification de l'échelle des abscisses, de telle sorte que si l'on en connaît une, on en déduit immédiatement toutes les autres en multipliant les abscisses par le même facteur. Si nous considérons un gaz sous les deux états (P_1, V_1, T_1) et (P_2, V_2, T_2) la formule (1) nous montre que la valeur de $P(V-b)/RT$ sera la même (c'est-à-dire le degré de condensation le même) si les coefficients satisfont à la relation

$$\frac{A_1}{(V_1-b)^{n_1}}=\frac{A_2}{(V_2-b)^{n_2}} \qquad \text{ou} \qquad \log A_1 - n_1\log(V_1-b)=\log A_2 - n_2\log(V_2-b),$$

relation qui exprime la loi d'isocondensation, vérifiée elle aussi dans la limite des erreurs expérimentales. Une conséquence est que si la relation (1) est exacte pour une certaine température, elle l'est pour toutes.

Cette relation n'est pas empirique. La théorie indique que la valeur de $P(V-b)/RT$ est le quotient de deux séries S_1 et S_2 dont chaque terme a une signification matérielle. La relation (1) exprime simplement une propriété mathématique de ces séries. Elle est ainsi une conséquence nécessaire de la théorie. Mais il ne semble pas possible d'en donner actuellement une déduction algébrique.

La représentation n'est d'ailleurs pas rigoureuse et il est facile de trouver des

conditions dans lesquelles l'équation d'état doit être en défaut. Contrairement aux autres, c'est aux pressions faibles qu'elle donne les résultats les moins exacts. Ainsi pour l'azote à 0° elle donne des écarts inférieurs à 1/1000^e entre 25 et 100 atm. et atteignant 2/1000^e à 13 atm.

Elle ne peut donc être considérée que comme une formule d'approximation, la solution rigoureuse étant donnée par les séries S_1 et S_2. Mais l'approximation est très bonne et les calculs sont simples. En plus la formule rend facile l'étude séparée de l'influence du volume et de celle de la température. Des deux paramètres qu'elle contient, l'un A, représente uniquement la seconde et l'autre, n, uniquement la première. La formule de Van der Waals, et *a fortiori* les équations plus compliquées qui en ont été dérivées, ne permettent pas cette distinction.

Ces considérations seront développées dans un prochain Mémoire.

PHYTOPATHOLOGIE. — *L'influence de la nutrition en fer sur la sensibilité des plantes de tomates envers la lycomarasmine.* Note (*) de M. **Ernst Gäumann.**

L'action pathogène de la lycomarasmine [Gäumann et Naef-Roth ([1])] est due en partie à sa propriété de former des chélates avec les ions de métaux lourds, et ceci dans les cellules de la plante-hôte. Ce faisant, deux effets contraires se superposent dans les tissus des feuilles de tomates, à savoir :

1. *L'effet de chélation locale.* — Le plus grand nombre des molécules de lycomarasmine arrivent dans les tissus foliaires non encore saturées; là, elles soustraient des ions métalliques à certains organelles et systèmes métaboliques, provoquant à l'intérieur des cellules des dommages par *carence locale* d'ions métalliques.

2. *L'effet dû au déplacement des ions métalliques par la lycomarasmine.* — Lors du cheminement à travers la tige, certaines molécules de lycomarasmine s'associent aux ions métalliques, présents soit directement sous forme d'ions, soit liés plus faiblement par d'autres substances chélatisantes, et s'unissent avec eux en complexes lycomarasmine-métal lourd. Les complexes solubles dans l'eau (ce qui est le cas pour le complexe lycomarasmine-fer) sont transportés dans les tissus foliaires comme les molécules de lycomarasmine non saturées. Là, une partie des complexes se décompose, par exemple sous des actions photochimiques ou par échange d'ion métallique avec des substances douées d'une plus grande puissance de chélation. Ainsi ces ions métalliques sont libérés dans un endroit « inapproprié » et causent dans les organelles et les systèmes métaboliques (par ailleurs très sensibles à cela) des dommages par *surabondance locale* d'ions métalliques.

Afin de vérifier cette hypothèse de travail nous avons cultivé des plantes de tomates sur des solutions nutritives avec des concentrations progressives en fer, toutes les autres conditions restant les mêmes. Si la concentration en fer augmente, les dommages causés par une même dose de lycomarasmine parcourent, au point de vue quantitatif, une courbe minimum (*fig.* 1). Au point de vue qualitatif les symptômes passent — dans l'espace compris entre les doses normale et double — de ceux d'une sous-nutrition en fer à ceux d'une sur-nutrition.

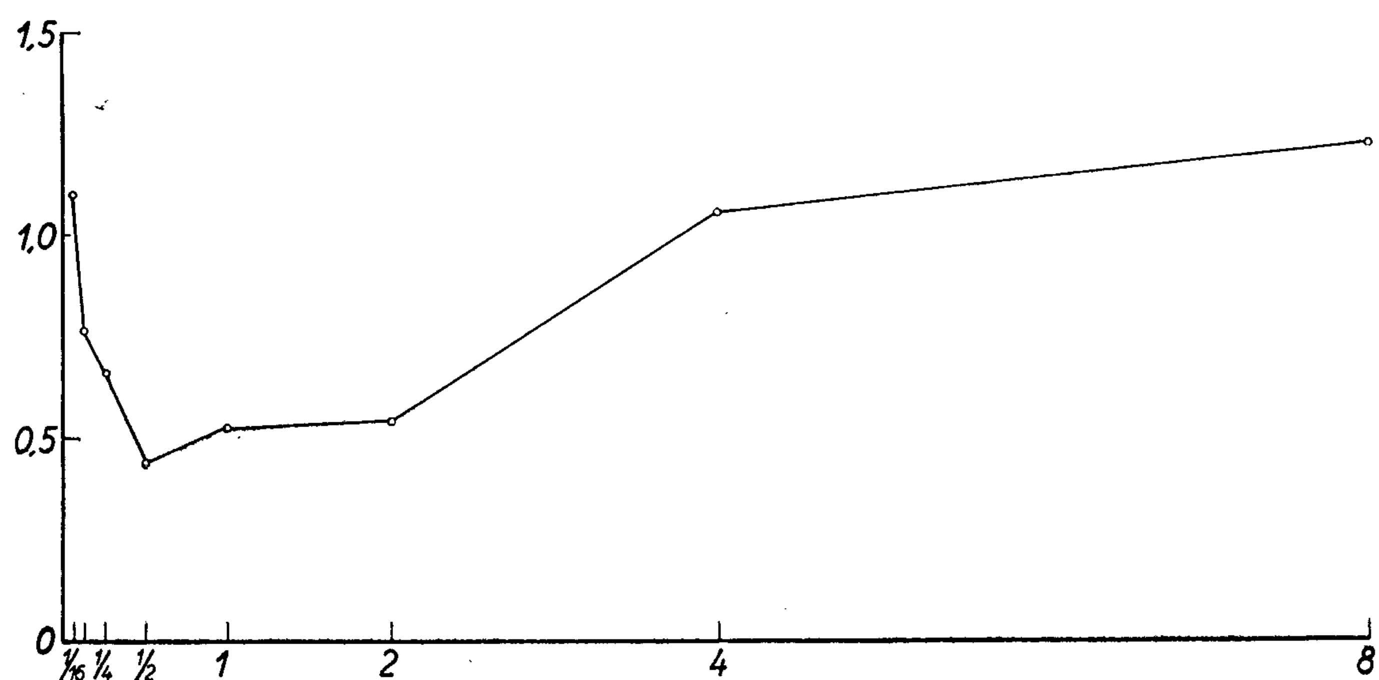


Fig. 1. — L'influence d'une *concentration progressive en fer* sur l'intensité des dommages causés aux jeunes plantes de tomates par une dose donnée de *lycomarasmine*.

Abscisses : Teneur relative en fer des solutions nutritives, 1 indiquant la teneur d'une solution normale. *Ordonnées* : Valeur moyenne des dommages aux feuilles de tomates.

Chez les plantes de tomates sous-alimentées à l'extrême (1/16^{e} de la ration normale en fer) la teneur des feuilles en fer est tellement basse que des nécroses typiques dues au manque de ce métal apparaissent spontanément et sont reconnaissables à l'œil nu. A cette carence de fer vient s'ajouter l'action de la lycomarasmine tendant à enlever les ions de fer aux systèmes enzymatiques encore en fonction. C'est pourquoi les dommages engendrés par la lycomarasmine ont la même apparence que ceux formés spontanément; ils se rapportent en effet et pour une grande part à une carence de fer renforcée ou entièrement provoquée.

Si la concentration en fer des solutions nutritives augmente, la teneur des feuilles en fer s'accroît également et par conséquent leur « avidité pour le fer » diminue. D'autre part, la teneur en fer des tiges augmente aussi et avec elle la quantité de métal enlevée par la lycomarasmine et libérée dans les feuilles. Ces ions, amenés en surplus, d'une part réduisent petit à petit le manque de fer régnant dans les tissus foliaires, d'autre part contrebalancent l'effet de chélation locale. Ceci explique que le taux

des dommages provoqués par la même dose de lycomarasmine (dommages dus en grande partie à un manque artificiel de fer) s'affaiblit lorsque la concentration en fer augmente (*fig.* 1, partie gauche de la courbe).

Si la lycomarasmine transporte de la tige aux feuilles 0,09 mg de fer par kilogramme poids vif, l'index des dommages aux feuilles atteint une valeur minimum s'élevant entre 40 et 60 % de la valeur initiale. Ce minimum, bien marqué, se place à 1/4 ou à 1/2 de la nutrition normale en fer; à ce point-là les dommages sont essentiellement dus à d'autres mécanismes d'action de la lycomarasmine qu'à sa faculté de chélation.

Avec une nutrition en fer encore plus abondante, les tissus foliaires seront progressivement saturés en fer. D'autre part, les molécules de lycomarasmine apportent dans les feuilles une plus grande quantité de fer soutirée à la tige (dont la teneur en fer a doublé entre temps). L'index des dommages causés par la dose de lycomarasmine augmente quantitativement pour atteindre presque le triple de la valeur initiale (*fig.* 1, partie droite de la courbe). Qualitativement les symptômes sont, pour ces concentrations, identiques à ceux causés par une surabondance de fer.

Ainsi pour les plantes de tomates *sous-alimentées* en fer, notre dose de lycomarasmine accentue les nécroses dues à la *carence* de fer et pour les plantes *sur-alimentées* elle renforce les dommages dus à la *surabondance*. Les réactions des plantes de tomates vis-à-vis de la lycomarasmine sont donc profondément modifiées par des différences relativement petites de la teneur en fer. Une nutrition normale en fer ou en d'autres métaux lourds se révèle donc être un important facteur de résistance aux toxines parasitogènes (pour autant qu'il s'agisse de substances chélatisantes) et par là aux maladies en général.

En outre, de petites quantités de métal provenant des produits antiparasitaires peuvent pénétrer à l'intérieur des feuilles et ceci dans l'ordre de grandeur où la présence de fer est déterminante pour leur sensibilité à la lycomarasmine (10^6-10^7 ions par cellule). Les sels de cuivre et de fer utilisés dans les traitements antiparasitaires pourraient donc posséder une double action; premièrement et principalement, ils ont un effet fongicide ou fongistatique, affectant la germination et le développement du *parasite*, secondement ils inhibent — dans des concentrations bien déterminées — les *toxines* du parasite.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 541.

EMBRYOLOGIE. — *Mésoderme larvaire et postlarvaire chez les Myriapodes.* Note (*) de M. **Constantin Davydoff.**

La conception selon laquelle il y aurait à l'origine du cœloblaste deux ébauches indépendantes — larvaire et postlarvaire — fut introduite en Embryologie par le savant russe P. P. Iwanoff en 1928 à propos des Annélides. Dans son *Traité d'Embryologie* paru en 1937 (en russe) il a tenté d'appliquer sa manière de voir aux autres groupes du Règne animal, mais en a trouvé plusieurs où ce principe ne semblait pas pouvoir s'appliquer. Parmi ces groupes il faut nommer les Myriapodes. Chez ceux-ci, d'après tous les chercheurs (Zograff, Metchnikoff, Heymons, Lignau), il n'existe pendant l'ontogénèse qu'une seule ébauche du mésoderme pour toutes les formations cœloblastiques de l'animal adulte. Pendant plusieurs années Iwanoff fait des tentatives pour éclaircir cette question, mais les résultats positifs de ses recherches n'apparaissent que dans son travail posthume paru en 1944 grâce aux bons soins de son élève Knorre ([1]). Après la mort d'Iwanoff, Knorre a publié tous les matériaux que son maître avait rassemblés sur la question qui l'intéressait durant les dernières années de sa vie. Je me permets de rappeler à ce propos qu'avant cette date j'ai publié — en 1943 — un travail dans lequel j'ai décrit l'existence de deux ébauches indépendantes du mésoderme cœloblastique chez les Scolopendrelles ([2]), une « diffuse » et l'autre « localisée » qui, à tous points de vue, correspondent au mésoderme larvaire et postlarvaire (ce travail est resté inconnu de ses élèves).

Dans le travail posthume d'Iwanoff, (très important, mais difficilement accessible aux savants occidentaux et qui risque de rester longtemps ignoré) nous trouvons, entre autres choses intéressantes, quelques pages consacrées aux résultats de ses recherches sur l'ontogénèse d'une Scolopendre javanaise, *Rhyzida immarginata.* Chez cette Chilopode le savant a réussi à constater la présence de *deux sortes de cœloblaste*, l'un larvaire et l'autre postlarvaire, et à prouver que les Chilopodes ne font pas exception à une règle quasi générale. Cependant, il faut avouer que les observations de l'éminent chercheur russe ne cadrent pas, sous plusieurs rapports, avec ses conceptions habituelles de la double origine du mésoderme. En effet, selon Iwanoff, l'ébauche larvaire chez l'embryon de *Rhyzida* n'était pas continue mais consiste en deux parties isolées : l'une antérieure qui donne naissance aux organes mésodermiques des sept premiers somites, et l'autre postérieure localisée dans la région anale de l'embryon.

En examinant mon matériel myriapodologique rapporté de l'Indochine j'y ai trouvé quelques pontes d'un Chilopode resté non déterminé et qui, de

ce fait, demeuraient longtemps négligées. En les examinant j'ai constaté que les embryons qu'elles contenaient, ressemblaient singulièrement aux stades embryonnaires décrits par Iwanoff et que Knorre a représentés en particulier sur sa figure 11 C. Cette figure donne une bonne idée de la phase la plus caractéristique de la métamérisation quasi aberrante de *Rhyzida* et sa ressemblance avec le stade correspondant de mon matériel était telle que j'ai décidé de l'étudier, pour vérifier les données d'Iwanoff, quoiqu'il fut peu probable, bien entendu, que j'ai affaire à la même espèce (cependant, Attems a trouvé *Rhyzida immarginata* en grande quantité dans mes récoltes). En étudiant mes embryons sur les quatre stades que j'avais à ma disposition j'aie pu confirmer dans les grandes lignes les résultats de mon prédécesseur. Ainsi, la bande germinative qui apparaît sur la face ventrale de l'œuf de ma Scolopendre (la formation du blastoderme sur sa face dorsale est très tardive) reste longtemps très courte; en s'allongeant elle s'avance en arrière (comme celle de *Rhyzida*) et reste longtemps non segmentée dans ses régions moyenne et postérieure nouvellement formées. Au contraire, dans sa partie antérieure elle se subdivise très tôt en une série de métamères-acron plus six segments céphaliques : antennaire, mandibulaire, deux segments maxillaires et un segment des maxillipèdes (contrairement à ce qu'on observe chez les embryons de *Scolopendra*, le segment préantennaire semble faire défaut). C'est dans cette région antérieure que commencent à se former (par prolifération au fond du sillon gastral) les feuillets germinatifs : l'endoderme et le mésoderme cœloblastique. Chaque feuillet prend naissance à partir d'une double ébauche. L'endoderme se forme premièrement dans la région antérieure de la bande germinative et, ensuite, quand cette bande atteint sa longueur normale, apparaît la deuxième ébauche endodermique localisée dans la région du proctodeum. Somme toute, la partie moyenne de la plaque germinative est privée, au début, d'éléments endodermiques. En ce qui concerne le cœloblaste, *nous y avons aussi deux ébauches*. En plus du mésoderme qui se forme en même temps que l'endoderme dans la région céphalique de l'embryon, apparaît plus tard l'ébauche du cœloblaste pur auquel l'endoderme ne se mêle pas. Cette deuxième ébauche mésodermique totalement indépendante de la précédente se forme (aussi par prolifération mais sans apparition du sillon gastral) sur toute l'étendue de la partie thoracique de la plaque germinative. Il va sans dire que l'*ébauche antérieure correspond au mésoderme larvaire d'Iwanoff et la postérieure au mésoderme postlarvaire*.

Il importe de noter que le mésoderme larvaire correspondant aux segments antérieurs du corps, reste longtemps passif. Il ne s'organise en formations cœlomiques normales qu'après l'apparition dans cette région des ébauches appendiculaires. Ce caractère confirme le bien-fondé de la

qualification de *mésoderme larvaire* appliquée au mésoderme en question. Au contraire, les processus organisateurs extérnes dans les parties moyenne et postérieure de la bande germinative sont entièrement sous la dépendance de la métamérisation du mésoderme postérieur, ce qui est caractéristique pour le mésoderme postlarvaire.

La principale différence entre mes Scolopendres et les *Rhyzida* étudiées par Iwanoff sont les suivantes : 1° Je n'ai pu trouver chez mes embryons possédant une longue bande germinative aucune trace de l'ébauche complémentaire du mésoderme larvaire séparée de l'ébauche normale antérieure. Dans la région anale je ne trouve que le mésoderme postlarvaire dont la formation est indépendante de la formation (l'ébauche postérieure de l'endoderme qui s'attache probablement au proctodeum); 2° Je n'ai pu distinguer sur mes préparations aucune trace d'ébauche génitale différenciée chez *Rhyzida*.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) P. P. Iwanoff (par Knorre)., *J. Biol. gén.*, 5, n° 2 (en russe, avec le résumé anglais de Svietloff), 1944.

(2) C. Davydoff, *Bull. Biol. France-Belgique*, 77, 1er trim. 1943.

M. **Arnaud Denjoy** s'exprime en ces termes :

J'ai l'honneur de présenter à l'Académie la collection, groupée en deux tomes (1), des diverses Notes, reproduites par la photographie, qui renferment mes communications admises par les Académies au cours d'un demi-siècle. La première date de 1907, la dernière de 1956.

Sur 166 Notes, 158 ont paru aux *Comptes rendus* de nos séances. Les autres ont été reçues soit à Amsterdam, soit aux Lincei.

Beaucoup de ces Notes, spécialement de celles qui ont figuré à nos Comptes rendus, ayant dû se plier à de rigoureuses exigences de concision, appelaient des Observations et Commentaires, qui ont été ajoutés dans l'Ouvrage. J'ai pensé que, nombre de ces textes laissant ouvertes d'intéressantes et importantes questions, certains chercheurs trouveraient leur commodité à disposer de cet ensemble d'études, groupées et ordonnées en Chapitres, d'après les connexions de leurs sujets.

(1) *Un demi-siècle* (1907-1956) *de Notes communiquées aux Académies* de Paris, d'Amsterdam, des Lincei, suivies par des *Observations et Commentaires*. I. — La variable complexe. II. — Le champ réel.

M. **René Souèges** fait hommage à l'Académie d'une Note intitulée : *Essai d'embryogénie comparée dans les limites des Hédysarées*, parue dans les *Annales des sciences naturelles*.

M. Léon Moret adresse en hommage à l'Académie une collection des *Travaux du Laboratoire de géologie de la Faculté des sciences de l'Université de Grenoble.*

M. Gaston Giraud adresse en hommage à l'Académie les *Annales du Laboratoire de Cardiologie et de* sa *Clinique Médicale*, 1956, qui contient une série de Mémoires auxquels il a collaboré.

DÉSIGNATIONS.

M. Gaston Dupouy est adjoint à la délégation précédemment formée pour représenter l'Académie à la cérémonie d'inauguration du Palais de l'Université de Caen, qui aura lieu le 1er juin.

CORRESPONDANCE.

MM. Francesco Severi, André Cournand, élus Associés étrangers, et Bernard Peyer, élu Correspondant pour la Section de Géologie, adressent leurs remercîments à l'Académie.

L'Académie est informée :

— de la constitution officielle de l'Association internationale de Cybernétique, qui a eu lieu le 6 janvier 1957, à Namur (Belgique) ;

— de la réunion du Congrès international des Mathématiciens qui se tiendra à Édimbourg (Écosse), du 14 au 21 août 1958.

M. le Secrétaire perpétuel signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Traité de physique théorique et de physique mathématique. VII. *Thermodynamique à l'usage de l'Enseignement supérieur et des Écoles d'ingénieurs*, par Jean Mercier ;

2° Lychnos-Bibliothek. Études et sources publiées par la Société suédoise d'histoire des sciences. 14. *Bengt Ferner, Resa i Europa*, 1758-1762, par Sten G. Lindberg ;

3° *A la gloire des Pionniers de génie, précurseurs d'un âge nouveau. L'œuvre prestigieuse de nos savants et techniciens d'aujourd'hui*, par Maurice Devriès ;

4° Université de Paris. *Les Conférences du Palais de la Découverte*, Série A, nos 224, 225 ; Série D, n° 44 ;

5° Institut des Parcs Nationaux du Congo belge. *Exploration du Parc National de l'Upemba. Mission G. F. De Witte en collaboration avec W. Adam, A. Janssen, L. Van Meel et R. Verheyen* (1946-1949). Fascicules 40 et 41;

6° id. *Exploration du Parc National Albert. Mission G. F. De Witte* (1933-1935). Fascicule 87;

7° Magyar Tudomanyos Akademia. *Acta zoologica Academiæ scientiarum hungaricæ.* Tomus I, Fasciculi 1-2, 3-4; Tomus II, Fasciculi 1-3, 4;

8° id. *Acta microbiologica Academiæ scientiarum hungaricæ,* Tomus I, Fasciculi 1-3, 4; Tomus II, Fasciculi 1-2, 3, 4; Tomus III, Fasciculi 1-2, 3-4;

9° id. *Acta botanica Academiæ scientiarum hungaricæ,* Tomus I, Fasciculi 1-2, 3-4 Tomus II, Fasciculi 1-2, 3-4.

ALGÈBRE. — *Sur les polynomes ayant un zéro de module supérieur à l'unité.*

Note de M. **Maurice Parodi**, transmise par M. Henri Villat.

Soit le polynome entier

(1) $$f(z) = z^n + a_1 z^{n-1} + \ldots + a_{n-1} z + a_n \qquad (a_n \neq 0).$$

Nous avons montré [1] que si

(2) $$|a_1| > 1 + \sigma,$$

avec

(3) $$\sigma = \sum_{k=2}^{n} |a_k| > 1,$$

alors le polynome $f(z)$ possède $(n-1)$ zéros dans le cercle unité et un zéro de module supérieur à 1 situé dans la circonférence d'équation

$$|z + a_1| \leqq 1.$$

Nous nous proposons d'améliorer cette localisation sans recourir à l'hypothèse (3).

En considérant la matrice dont les valeurs caractéristiques sont égales aux zéros de $f(z)$, il apparaît, en s'appuyant sur des résultats dus à M. A. Brauer[2], que les zéros de $f(z)$ se situent dans le domaine fermé par la réunion de la circonférence d'équation

$$|z| \leqq 1$$

et l'ovale de Cassini

$$|z|\,|z + a_1| \leqq \sigma.$$

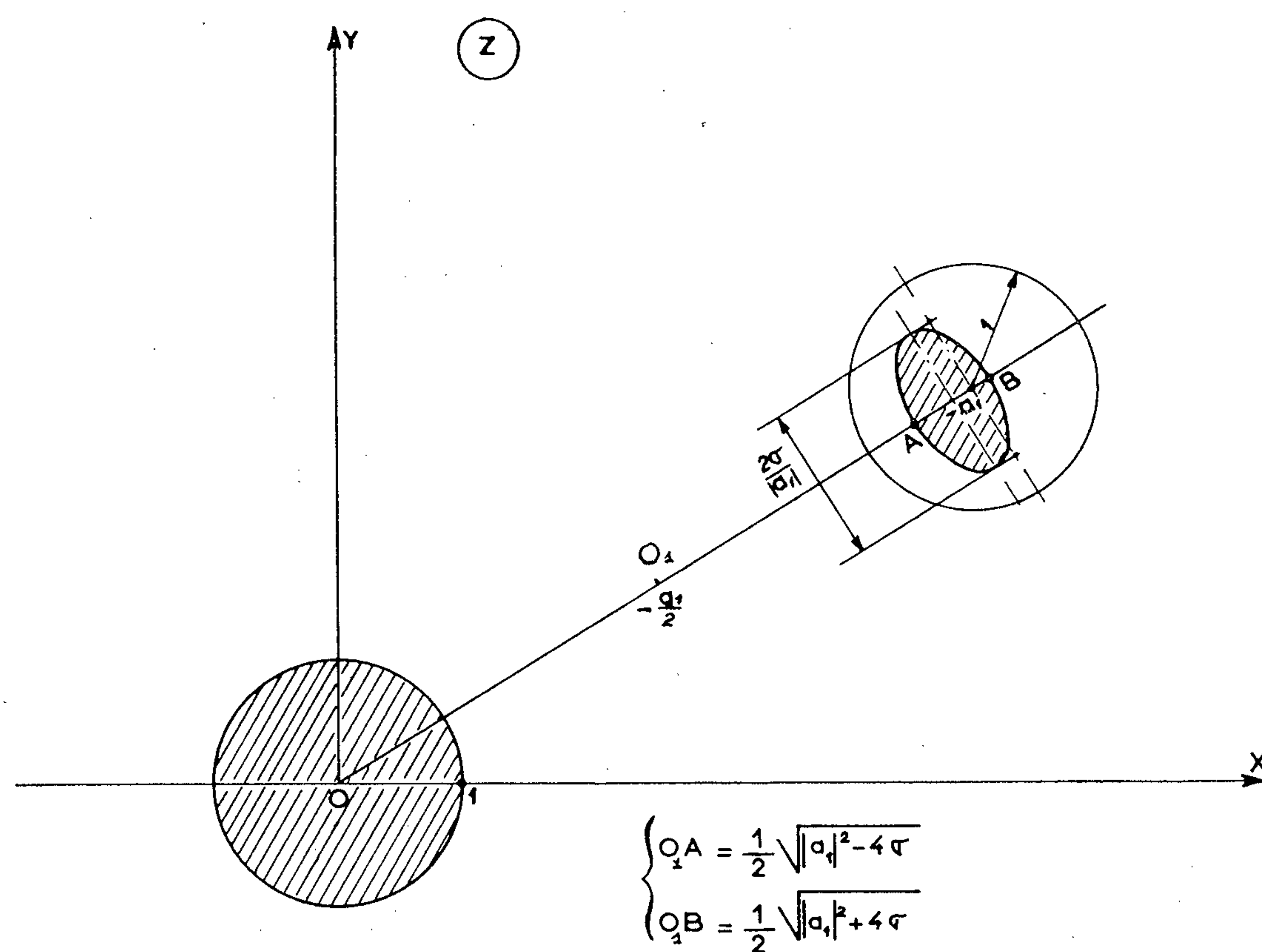
Des calculs simples montrent alors que si (2) est vérifiée :

a. L'ovale se décompose en deux courbes fermées disposées symétriquement par rapport à la médiatrice du segment $(0, -a_1)$, chacune de ces courbes étant symétrique par rapport à la direction $(0, -a_1)$.

b. L'une de ces courbes est toute entière intérieure au cercle unité, l'autre toute entière contenue dans le cercle d'équation

$$|z + a_1| \leqq 1.$$

La figure jointe donne le domaine des zéros de $f(z)$ (région hachurée) et précise les quantités qui permettent de le situer.



Il apparaît ainsi que la localisation antérieurement donnée ne nécessite pas l'hypothèse $\sigma > 1$ et que la condition

$$|a_1| > 1 + \sigma$$

implique que $f(z)$ possède $n - 1$ zéros dans le cercle unité et un zéro dans le cercle d'équation

$$|z + a_1| < 1.$$

(1) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 598.

(2) *Duke math. J.*, **14**, 1947, p. 21.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Phénomènes de perturbation singulière.*
Note (*) de M[lle] **Denise Huet**, présentée par M. Jacques Hadamard.

A et B étant deux opérateurs elliptiques, on démontre sous de larges hypothèses, des résultats suggérés par M. Lions sur la convergence, lorsque $\varepsilon \to 0$; 1° de la solution d'un problème aux limites relatif à $\varepsilon A + B$, vers la solution d'un problème aux limites relatif à B; 2° de la solution d'un problème aux limites du type mixte relatif à $\varepsilon A + B + (\partial/\partial t)$ [resp. $\varepsilon A + B + (\partial^2/\partial t^2)$ vers la solution d'un problème aux limites du type mixte relatif à $B + (\partial/\partial t$ [resp. $B + (\partial^2/\partial t^2)$].

Notations. — Soit Ω un ouvert de R^n; $\mathcal{D}(\Omega)$ est l'espace des fonctions indéfiniment différentiables à support compact, muni de la topologie de Schwartz ([1]); $L^2(\Omega)$ est l'espace des classes de fonctions de carré sommable sur Ω, espace de Hilbert dont le produit scalaire sera noté $(u, v)_0$.

Soit un espace de Hilbert V, vérifiant $\mathcal{D}(\Omega) \subset V \subset L^2(\Omega)$ ([2]); on donne sur V une forme sesquilinéaire $a(u, v)$, que l'on décompose en partie hermitienne et antihermitienne

$$a(u, v) = a_1(u, v) + ia_2(u, v).$$

On appelle opérateur A attaché à $a(u, v)$ l'opérateur défini par

$$a(u, \varphi) = \langle A u, \overline{\varphi} \rangle, \qquad u \in V, \qquad \varphi \in \mathcal{D}(\Omega)$$

le crochet désignant la dualité entre $\mathcal{D}(\Omega)$ et son dual $\mathcal{D}'(\Omega)$, et espace N attaché à $a(u, v)$, l'espace des $u \in V$ vérifiant $Au \in L^2(\Omega)$ et

$$a(u, v) = (Au, v)_0 \qquad \text{pour tout } v \in V.$$

Si la forme $a(u, v)$ est elliptique c'est-à-dire s'il existe un nombre $\alpha > 0$ tel que

$$a_1(u, v) \geq u \| \alpha \|_V^2, \qquad \text{pour tout } u \in V,$$

l'opérateur A est un isomorphisme de N sur $L^2(\Omega)$. Ceci résout de nombreux problèmes aux limites elliptiques : [*voir* ([3]), chap. I et ([4])].

Pour les problèmes du type mixte, nous introduisons en outre une variable réelle t et pour tout espace de Banach E, l'espace $\mathcal{D}'_+(t, E)$ des distributions en t, à valeurs dans E, à support limité à gauche. Si $a(u, v)$ est hermitienne [i. e. $a(u, v) = a_1(u, v)$] (resp. hermitienne ou non) et elliptique, l'opérateur $A + (\partial^2/\partial t^2)$ [resp. $A + (\partial/\partial t)$] est un isomorphisme de $\mathcal{D}'_+(t, N)$ sur $\mathcal{D}'_+(t, L^2(\Omega))$: *voir* ([3]), chap. II].

1. *Perturbation singulière d'opérateurs elliptiques.* — Nous nous donnons deux espaces de Hilbert V et W, avec ([2])

$$\mathcal{D}(\Omega) \subset V \subset W \subset L^2(\Omega)$$

puis sur W (resp. V) une forme sesquilinéaire *elliptique* $b(u, v)$ [resp. $a(u, v)$]

à laquelle est attaché l'opérateur B (resp. A). Sur V la forme *elliptique*

$$((u, v)) = \varepsilon a(u, v) + b(u, v) \qquad (\varepsilon \text{ réel} > 0).$$

définit l'opérateur (⁵)

$$\varepsilon A + B.$$

Soit N_B (resp. N) l'espace attaché à $b(u, v)$ dans W (resp. à $((u, v))$ dans V);

2. *Problèmes aux limites.* — f est une fonction donnée dans $L^2(\Omega)$.

Soit u_ε la solution de

$$\varepsilon A u_\varepsilon + B u_\varepsilon = f \qquad (u_\varepsilon \in N)$$

et u la solution de

$$Bu = f \qquad (u \in N_B).$$

On a

THÉORÈME 1. — *$a(u, v)$ et $b(u, v)$ étant hermitiennes ou non, si* V *est dense dans* W, *alors $u_\varepsilon \to u$ dans* W *quand $\varepsilon \to 0$.*

Il est facile de voir que les u_ε forment un ensemble borné dans W, donc faiblement relativement compact; de toute suite on peut donc extraire une sous-suite convergeant dans W faible vers w, avec $b(w, v) = (f, v)_0$ pour tout $v \in V$, donc pour tout $v \in W$, en vertu de la densité de V dans W. Par suite $w = u$, et $u_\varepsilon \to u$, dans W faible quand $\varepsilon \to 0$. La convergence dans W fort s'en déduit par une majoration simple de $\operatorname{Re} b(u_\varepsilon - u, u_\varepsilon - u)$.

Exemple. — On prend $V = \mathcal{D}^2_{L^2}(\Omega)$, $W = \mathcal{D}^1_{L^2}(\Omega)$ [pour la définition de ces espaces, *voir* (³) p. 59], $a(u, v) = (\Delta u, \Delta v)_0$ (Δ est le laplacien) et

$$b(u, v) = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial u}{\partial x_i}, \frac{\partial v}{\partial x_i} \right)_0.$$

Alors, $A = \Delta^2$, $B = -\Delta$, et le théorème 1 signifie en langage ordinaire : u_ε *solution du problème de Dirichlet relatif à l'équation $\varepsilon \Delta^2 u_\varepsilon - \Delta u_\varepsilon = f$ converge vers la solution u du problème de Dirichlet relatif à l'équation $-\Delta u = f$, quand $\varepsilon \to 0$.*

Remarque. — W étant donné, la condition V dense dans W, laisse généralement le choix entre plusieurs espaces V.

3. *Problèmes aux limites du type mixte.* — Soit T une distribution donnée dans $\mathcal{D}'_+(t, L^2(\Omega))$. Soit u_ε la solution de

$$\varepsilon A u_\varepsilon + B u_\varepsilon + \frac{\partial u_\varepsilon}{\partial t} = T, \qquad u_\varepsilon \in \mathcal{D}'_+(t, N)$$

et u la solution de

$$Bu + \frac{\partial u}{\partial t} = T, \qquad u \in \mathcal{D}'_+(t, N_B).$$

On obtient

THÉORÈME 2. — *$a(u, v)$ et $b(u, v)$ étant hermitiennes ou non, si* V *est dense dans* W, *$u_\varepsilon \to u$ dans $\mathcal{D}'_+(t, W)$ quand $\varepsilon \to 0$.*

On a un résultat analogue pour les problèmes du deuxième ordre en t, en supposant que $a(u, v)$ et $b(u, v)$ sont *hermitiennes*; si u_ε et u sont alors les solutions respectives de

$$\varepsilon A u_\varepsilon + B u_\varepsilon + \frac{\partial^2 u_\varepsilon}{\partial t^2} = T, \qquad u_\varepsilon \in \mathcal{D}'_+(t, N)$$

et

$$B u + \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = T, \qquad u \in \mathcal{D}'_+(t, N_B)$$

on a

THÉORÈME 3. — *$u_\varepsilon \to u$ dans $\mathcal{D}'_+(t, W)$ quand $\varepsilon \to 0$.*

Pour démontrer les théorèmes 2 et 3, on se ramène d'abord au cas où T admet une transformée de Laplace en t, puis dans ce dernier cas, à une utilisation convenable du théorème 1, à l'aide de la transformation de Laplace (6).

4. *Généralisation.* — Les théorèmes obtenus se généralisent, après adaptation convenable des notations, au cas d'un espace fibré E, indéfiniment différentiable de base X, variété indéfiniment différentiable réelle de dimension réelle n, dénombrable à l'infini, orientée, et de fibre type C^p (espace à p dimensions complexes) et en particulier au cas d'espaces de Riemann, et pour des systèmes différentiels. Voir (7).

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) *Théorie des distributions*, 1 et 2 (Hermann).

(2) L'injection de chacun de ces espaces dans le suivant est continue.

(3) LIONS, *Acta Math.*, 94, 1955.

(4) LIONS, *Ann. Math.*, 64, 1956.

(5) Dans le cas où A et B sont des opérateurs différentiels, l'ordre de A est supérieur à l'ordre de B, d'où le nom de perturbation singulière. Voir MORGENSTERN, *J. of rat. mech. and anal.*, 1956; MOSER, *Comm. pure and applied Math.*, 8, 1955.

(6) SCHWARTZ, *Transformation de Laplace des distributions*, Lund, tome supplémentaire, 1952.

(7) LIONS-SCHWARTZ, *Acta Math.*, 94.

(*Mlle D. Huet, 4, rue Bausset, Paris, 15e.*)

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Un cycle simple dans la théorie des familles normales.* Note (*) de M. **KING-LAI HIONG**, présentée par M. Paul Montel.

1. Dans un Mémoire antérieur (1), nous avons défini ce que nous appelons *valeur exceptionnelle* B pour une fonction méromorphe et *valeur également exceptionnelle* B pour une famille de telles fonctions. Le critère dont il s'agit ici s'énonce ainsi :

I. *Toute famille de fonctions $f(z)$ holomorphes dans le cercle unité ne s'annulant pas et admettant* 1 *comme valeur également exceptionnelle* B *est normale dans le cercle unité, pourvu que l'on ait $f(0) = c_0 \neq 1$.*

Un énoncé semblable peut se déduire d'un théorème que contient notre Mémoire cité, mais il est soumis à certaines restrictions. Nous démontrons ici le critère I ainsi que les théorèmes du cycle qui lui correspond par un procédé différent de celui utilisé précédemment et nous parvenons à éliminer la quantité $\log|1/(c_0-1)|$ ou même $\log|(1/c_0|)$.

2. *Théorème de limitation.* — On a l'énoncé suivant dont nous allons, en premier lieu, donner succinctement la démonstration.

II. *Soit* $f(z)$, *une fonction holomorphe dans le cercle unité et l'on suppose que* $f(0)\neq 1$. *Si elle ne s'annule pas et admet* 1 *comme valeur exceptionnelle* B, *alors,* λ *étant un nombre suffisamment grand, on a pour* $0<r<1$ *l'inégalité*

$$(1)\qquad \log M(r,f)<\frac{1}{(1-r)^3}\left[H\left(\overset{+}{\log}|c_0|+\overset{+}{\log}\left|\frac{1}{c_0}\right|+\log\frac{1}{r}\right)+K\log\frac{2}{1-r}\right]$$

où H *et* K *sont deux constantes numériques ne dépendant que de* λ.

Partons de l'inégalité

$$(2)\qquad m(r,f)<N(r,1)+m\left(r,\frac{f}{f'}\right)+m\left(r,\frac{f'}{f}\right)+m\left(r,\frac{f'}{f-1}\right)+\log|f(0)-1|+7\log 2$$

que nous déduisons, à l'aide de la formule de Jensen, de celles établies par M. R. Nevanlinna (²). Supposons que $1/2<r<1$ et prenons $r'=r+(1-r)/2$. Pour limiter le second membre de (2), commençons par nous occuper de $m(r,f/f')$.

Si $|f'(z)|<1$ pour tout z tel que $|z|<r'$, on trouve aisément

$$(3)\qquad \log M(r,f)<\overset{+}{\log}|f(0)|+\log 2.$$

Dans le cas contraire, il existe à l'intérieur du cercle $|z|=r'$ au moins un point z_1 tel que $|f'(z_1)|\geq 1$. Posons encore $R=r'+(1-r')/2$; d'après une inégalité que donne la formule de Poisson-Jensen (³), on a, en posant $|z_1|=r_1$

$$(4)\qquad m\left(R,\frac{f}{f'}\right)<\left(\frac{R+r_1}{R-r_1}\right)^2 m\left(R,\frac{f'}{f}\right)+\frac{R+r_1}{R-r_1}\log\left|\frac{f(z_1)}{f'(z_1)}\right|.$$

Si $|f'(0)|\geq 1$, nous prenons l'origine pour le point z_1 et le dernier facteur de (4) est inférieur à $\log|f(0)|$. Sinon, nous choisissons comme z_1, parmi les points z tels que $|f'(z)|\geq 1$, le plus proche de l'origine. En intégrant $f'(z)$ de 0 à z_1, on trouve

$$|f(z_1)|<|f(0)|+1.$$

Alors, de l'inégalité (4), on déduit la suivante :

$$(5)\qquad m\left(R,\frac{f}{f'}\right)<\frac{1}{(R-r)^2}m\left(R,\frac{f'}{f}\right)+\frac{1}{R-r}(\overset{+}{\log}|f(0)|+\log 2).$$

Portons cette borne dans (2) où l'on remplace r par R, et majorons le second membre. Pour le premier terme, il est facile de voir qu'en prenant un nombre λ suffisamment grand on a

$$(6)\qquad N(r,1)<\lambda\log\frac{1}{1-r}\qquad\text{pour}\quad 0<r<1.$$

Ensuite, pour limiter $m(\mathrm{R}, f'/f)$, on peut appliquer le lemme de M. R. Nevanlinna. Mais à $m(\mathrm{R}, f'/f-1)$, nous appliquons ce lemme avec l'inégalité améliorée par G. Valiron ([4]). En procédant ainsi et en observant que

$$\log|f(0)-1| + 4\overset{+}{\log}\overset{+}{\log}\left|\frac{1}{f(0)-1}\right| < \overset{+}{\log}|f(0)-1| + 4,$$

on obtient une inégalité que l'on peut mettre sous la forme

$$m(\mathrm{R}, f) < \frac{1}{(\rho-r)^2}\left[\alpha\left(\overset{+}{\log}|c_0| + \overset{+}{\log}\left|\frac{1}{c_c}\right| + \log\frac{1}{\mathrm{R}}\right) + \beta\log\frac{1}{\rho-\mathrm{R}} + \gamma\overset{+}{\log} m(\rho, f)\right].$$

Maintenant, l'application d'un lemme que nous avons établi antérieurement ([5]), permet d'éliminer ρ de cette inégalité et de donner la suivante :

$$m(\mathrm{R}, f) < \frac{1}{(1-\mathrm{R})^2}\left[\mathrm{H}_1\left(\overset{+}{\log}|c_0| + \overset{+}{\log}\left|\frac{1}{c_0}\right| + \log\frac{1}{\mathrm{R}}\right) + \mathrm{K}_1\log\frac{2}{1-\mathrm{R}}\right],$$

où H_1 et K_1 sont deux constantes numériques ne dépendant que de λ. Comme $m(r, f) < m(\mathrm{R}, f)$ et $1-\mathrm{R} = (1/4)(1-r)$, on obtient *a fortiori*

$$m(r, f) < \frac{1}{(1-r)^2}\left[\mathrm{H}'\left(\overset{+}{\log}|c_0| + \overset{+}{\log}\left|\frac{1}{c_0}\right| + \log\frac{1}{r}\right) + \mathrm{K}'\log\frac{2}{1-r}\right] \tag{7}$$

et la démonstration se poursuit aisément.

3. *Démonstration du critère.* — Remarquons d'abord que, en vertu de la seconde définition du n° 1, on peut choisir λ assez grand pour que l'inégalité (6) soit valable quelle que soit la fonction de la famille considérée (f). Désignons par (C_r) le cercle $|z| \leq r$; et donnons-nous une suite quelconque $f_n(z)$ de (f). Si les $f_n(0)$ ont une limite $\gamma \neq 0, \infty$, on en extrait une suite $f_{n'}(0)$ convergeant vers γ; en s'appuyant sur (6), on peut démontrer que la suite $f_{n'}(z)$ est normale dans le cercle (C_r) privé du voisinage de 0, domaine que nous désignons par (D); elle engendre donc une suite partielle uniformément convergente dans (D). Dans les autres cas, on raisonne comme on l'a fait pour le théorème II dans le Mémoire [*a*]. Et la démonstration se complète sans difficulté.

4. *Théorème d'extension.* — Il s'énonce comme suit :

III. *Soit une fonction holomorphe dans le cercle* $|z| < \mathrm{R}$, *qui a pour développement autour de l'origine*

$$\mathrm{F}(\mathrm{Z}) = \mathrm{C}_0 + \mathrm{C}_1\mathrm{Z} + \mathrm{C}_2\mathrm{Z}^2 + \ldots \qquad (\mathrm{C}_0, \mathrm{C}_1 \neq 0), \qquad (\mathrm{C}_0 \neq 1). \tag{8}$$

Si elle ne s'annule pas et si elle admet 1 *comme valeur exceptionnelle* B, *alors.* λ *étant un nombre assez grand, on a l'inégalité*

$$|\mathrm{C}_1|\mathrm{R} < e^{\mathrm{H}\,\Omega(\mathrm{C}_0, \mathrm{C}_1)} \quad \textit{avec} \quad \Omega(\mathrm{C}_0, \mathrm{C}_1) = \log|\mathrm{C}_0| + \log\left|\frac{1}{\mathrm{C}_1}\right|, \tag{9}$$

H *et* K *étant des constantes numériques qui ne dépendent que de* λ.

Pour le démontrer, nous suivons le procédé utilisé dans le Mémoire [*a*]. Mais, comme limitation de $m(r, f)$, nous cherchons une expression dans

laquelle la valeur $f(0)$ n'intervient que sous la forme $\overset{+}{\log}|f(0)|$, seulement $f'(0)$ peut figurer. Pour cela, nous prenons comme point de départ l'inégalité ([6])

$$m(r,f) < N(r,1) + m\left(r, \frac{f'}{f-1}\right) + m\left(r, \frac{f'}{f}\right) + \log|f(0)| + \log\left|\frac{f(0)-1}{f'(0)}\right| + \log 2$$

et nous trouvons

$$(10) \qquad m(r,f) < H\left(\overset{+}{\log}|f(0)| + \overset{+}{\log}\left|\frac{1}{f'(0)}\right| + \log\frac{1}{r}\right) + K\log\frac{2}{1-r}.$$

5. *Un autre critère.* — Le procédé utilisé ici pour le critère I permet encore avec certaines modifications d'établir le suivant :

IV. — *Toute famille de fonctions $f(z)$ holomorphes dans le cercle unité, ne s'annulant pas et admettant* 1 *comme valeur également déficiente* ([7]) *est normale dans le cercle unité, pourvu que l'on ait $f(0)\neq 1$.*

On peut démontrer aussi tous les théorèmes appartenant au cycle qui le concerne.

Remarque. — Certains de nos résultats antérieurs peuvent être améliorés en procédant comme nous le faisons ici.

(*) Séance du 4 mars 1957.

([1]) K. L. Hiong, *Ann. Éc. Norm. Sup.*, (3), 72, fasc. 2, Nous désignerons par [a] ce Mémoire.

([2]) R. Nevanlinna, *Le théorème de Picard-Borel*, Paris, 1929, p. 65.

([3]) *Voir* R. Nevanlinna, *loc. cit.* ou notre Mémoire cité [a].

([4]) *Mém. Sc. math.*, fasc. 89, 1938, p. 8.

([5]) *J. Math., pures et appl.*, fasc. 4, 1955, p. 309.

([6]) K. L. Hiong, *Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch*, Amsterdam., série A, 59, 1956.

([7]) Pour définition, *voir* le Mémoire cité ([5]).

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les chemins asymptotiques des fonctions méromorphes.* Note (*) de M. **Peter Seibert**, présentée par Paul Montel.

Étude des chemins asymptotiques auxquels correspond comme valeur asymptotique un nombre complexe fixe. Existence d'une fonction méromorphe pour laquelle les classes de chemins asymptotiques constituent un espace d'une structure donnée.

1. Soit $w=f(z)$ une fonction méromorphe dans le domaine $|z|<R\leq\infty$. On appelle *chemin asymptotique avec la valeur asymptotique a* de la fonction f une courbe L qui peut être représentée sous la forme $z=\varphi(t)$ $(0\leq t<1)$, où $\varphi(t)$ est une fonction continue complexe satisfaisant aux conditions $\varphi(0)=0$, $|\varphi(t)|<R$ pour tout t,

$$\lim_{t\to 1}|\varphi(t)|=R, \qquad \lim_{t\to 1}[f(\varphi(t)), a]=0 \quad (^1).$$

Dans le domaine $|z| < R$, nous introduisons une métrique ([2]) (dépendant de la fonction f) de la manière suivante : Soient z_1, z_2 deux points du domaine $|z| < R$, et soit Γ l'ensemble de tous les arcs de Jordan joignant z_1 et z_2. Nous définissons alors la distance $\rho(z_1, z_2)$ entre ces deux points par

$$\rho(z_1, z_2) = \max(\rho_1(z_1, z_2), \rho_2(z_1, z_2)),$$

où

$$\rho_j(z_1, z_2) = \inf_{C \in \Gamma} \sup_{z \in C} [f(z), f(z_j)] \qquad (j = 1, 2).$$

Soit $\mathbf{P}$ l'ensemble des points du cercle $|z| < R$ muni de cette métrique. Nous complétons cet espace à l'aide de toutes ses suites fondamentales divergentes. L'espace complet ainsi obtenu sera désigné par $\mathbf{P}^*$, et sa frontière $\mathbf{P}^* - \mathbf{P}$ par $\mathbf{Z}$.

Nous faisons correspondre à chaque chemin asymptotique $L = \{z = \varphi(t)\}_{0 \leq t < 1}$ l'élément de $\mathbf{Z}$ engendré par les suites $\varphi(t_n)(t_n \to 1)$. L'ensemble de tous les chemins asymptotiques correspondant à un élément fixe de $\mathbf{Z}$ sera appelé une *classe de chemins asymptotiques*. Alors $\mathbf{Z}$ peut être considéré comme l'ensemble de toutes ces classes (muni d'une métrique). Désignons par $\mathbf{Z}_a$ l'ensemble des éléments de $\mathbf{Z}$ dont les représentants ont comme valeur asymptotique le nombre a. A $\mathbf{Z}_a$ correspond d'une manière biunivoque l'ensemble des points critiques transcendants de la fonction inverse de f situés « au-dessus » du point a du plan complexe.

2. Pour caractériser les ensembles $\mathbf{Z}$ et $\mathbf{Z}_a$ d'une façon plus précise, nous introduisons dans $\mathbf{Z}$ un ordre cyclique, c'est-à-dire que nous faisons correspondre à toute paire ξ, ζ d'éléments (distincts) de $\mathbf{Z}$ deux sous-ensembles de $\mathbf{Z}$, désignés par (ξ, ζ) et (ζ, ξ), tels que les conditions suivantes soient vérifiées :

(a) $$\mathbf{Z} = (\xi, \zeta) \cup (\zeta, \xi) \cup \{\xi\} \cup \{\zeta\};$$

(b) $$\eta \in (\xi, \zeta) \text{ implique } \xi \in (\zeta, \eta) \text{ et } \zeta \in (\eta, \xi);$$

(c) $$\omega \in (\xi, \zeta) \cap (\eta, \xi) \text{ implique } \omega \in (\eta, \zeta)$$

(ξ, ζ, η, ω sont des éléments distincts arbitraires de $\mathbf{Z}$). Soient ξ_1, ξ_2, ξ_3 trois éléments (distincts) de $\mathbf{Z}$, $L_j = \{z = \varphi_j(t)\}_{0 \leq t < 1} (j = 1, 2, 3)$ des représentants des ξ_j, et soit r un nombre entre 0 et R. Alors il existe trois nombres $t_j^{(r)} (j = 1, 2, 3)$ tels qu'on ait $|\varphi_j(t_j^{(r)})| = r$ et $|\varphi_j(t)| > r$ pour tout $t > t_j^{(r)}$. Nous supposons le nombre r choisi assez grand pour que

(1) $$\text{les courbes } \{\varphi_j(t)\}_{t_j^{(r)} \leq t < 1} (j = 1, 2, 3) \text{ soient disjointes.}$$

Nous écrivons $\varphi(t_j^{(r)}) = re^{i\theta_j} (0 \leq \theta_j < 2\pi)$. Si les relations $\theta_1 < \theta_2 < \theta_3$ sont vérifiées, nous posons comme définition $\xi_2 \in (\xi_1, \xi_3)$. Cette relation ne dépend ni du nombre r, ni des représentants L_j, pourvu que la condition (1) soit

vérifiée. Un ordre cyclique est ainsi défini dans l'espace $\mathbf{Z}$ (et en particulier dans chaque sous-espace $\mathbf{Z}_a$).

3. Les espaces métriques $\mathbf{Z}_a$ sont complets, totalement discontinus et séparables (c'est-à-dire qu'il existe un sous-ensemble partout dense et dénombrable). Nous considérons maintenant le cas où $\mathbf{Z}_a$ satisfait de plus à la condition suivante :

Condition A. — Pour toute paire ξ, η d'éléments de $\mathbf{Z}_a$, il existe deux nombres positifs $\rho^*(\xi, \eta)$ et $\rho^*(\eta, \xi)$ tels que l'on ait

$$\rho(\xi, \eta) = \min(\rho^*(\xi, \eta), \rho^*(\eta, \xi))$$

et

$$\rho^*(\xi, \eta) = \max(\rho^*\xi, \zeta), \rho^*(\zeta, \eta)) \qquad \text{pour tout } \zeta \in (\xi, \eta).$$

THÉORÈME 1. — *Soit $\mathbf{Z}_a$ un espace métrique complet et séparable, muni d'un ordre cyclique et satisfaisant à la condition* A. *Il existe alors, dans le cercle unité, une fonction méromorphe dont l'espace des classes de chemins asymptotiques avec la valeur asymptotique a est isomorphe à $\mathbf{Z}_a$ par rapport à la topologie et à l'ordre cyclique.*

THÉORÈME 2. — *Sous les hypothèses du théorème 1, il existe une fonction méromorphe dans le plan fini, dont les classes de chemins asymptotiques jouissent des mêmes propriétés.*

Remarque. — Dans les théorèmes 1 et 2, on peut d'ailleurs exiger que la fonction f n'ait pas d'autres valeurs asymptotiques que a.

4. *Exemples.* — α. Prenons comme espace $\mathbf{Z}_a$ un sous-ensemble M fermé et totalement discontinu d'une circonférence K. Nous introduisons dans M l'ordre cyclique induit par celui de K et définissons la valeur $\rho^*(\xi, \eta)$ $(\xi, \eta \in M)$, dans la condition A, par le maximum des longueurs des composantes de K-M contenues dans l'arc (ξ, η) du cercle K. Les hypothèses de nos théorèmes sont alors vérifiées. La topologie définie par la métrique dans M est en outre la même que celle induite par la topologie ordinaire de K.

β. Dans le cas de la fonction modulaire, l'espace $\mathbf{Z}_a (a = 0, 1, \infty)$ vérifie également la condition A. C'est un espace discret, dont l'ordre cyclique est le même que celui de l'ensemble de tous les points d'argument rationnel sur une circonférence (³).

(*) Séance du 4 mars 1957.

(¹) Par $[w_1, w_2]$ nous désignons la distance sphérique entre les points w_1 et w_2.

(²) La métrique introduite ici définit la même topologie que celle introduite par M. S. MAZURKIEWICZ dans sa Note (*Fund. Math.*, 17, 1931, p. 26-29).

(³) Une fonction méromorphe dans le plan fini, pour laquelle les espaces $\mathbf{Z}_a$ sont les mêmes que ceux de la fonction modulaire, a été construite par M. E. Ullrich (*Comm. Math. Helv.*, 7, 1934, p. 63-66).

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur le produit de composition des mesures singulières*. Note de M. **Albert Tortrat**, transmise par M. Georges Darmois.

Nous donnons des critères permettant d'affirmer la singularité ou l'absolue continuité de certaines classes de mesures. Nous en déduisons des exemples de mesures singulières dont le produit de composition est également singulier.

1. Étude d'une mesure continue sur le segment $[0, 1]$. Il s'agit d'une mesure $\geqq 0$, dont la donnée équivaut à celle d'une variable aléatoire réelle X, à valeurs sur ce segment.

Toute mesure continue, sur le segment unité OA, peut être définie par ses valeurs sur les segments obtenus par une suite de divisions binaires : au premier stade, on partage OA en deux segments de longueurs β_1 et $1-\beta_1$, dits segments S_1, d'ordre 1; au deuxième stade, on opère sur chaque S_1, comme sur OA, avec un même nombre β_2, et ainsi de suite. Le partage est supposé bien défini pour chaque S_i, peu importe, pour l'instant, comment. Seule nous intéresse la suite des β_i, et l'hypothèse $0 < \underline{\lim}\, \beta_i = \beta$, $B = \overline{\lim}\, \beta_i < 1$; cette hypothèse nous assure que la connaissance de la valeur de la fonction de répartition $F(x)$ de X aux extrémités des segments $S_i (i = 1, 2, \ldots, n, \ldots)$ définit parfaitement cette fonction, donc X. Donnons-nous x compris entre 0 et 1, d'image M sur OA, et considérons la suite des segments S_i, emboités, d'ordre $1, 2, \ldots, n, \ldots$ dont l'intersection est M; le nombre moyen de ces S_i, d'ordre $\leqq n$, et de longueur relative β_i, est, presque partout sur OA, asymptotiquement compris entre β et B lorsque $n \to \infty$.

Plus généralement, nous pouvons opérer sur chaque segment d'ordre i, un partage en un nombre fini de segments d'ordre $i+1$, et de deux catégories : ceux de la première catégorie ayant une longueur totale (relative) égale à β_{i+1}. Par exemple, dans un partage ternaire le S_{i+1} de première catégorie sur S_i sera le segment central, x sera défini par un développement ternaire $x = \alpha_1 \alpha_2 \ldots \alpha_i \ldots$, et presque partout le nombre moyen asymptotique de α_i égaux à 1 est compris entre β et B.

Théorème 1. — *Définissons $F(x)$, de proche en proche, par le processus suivant : soit un S_i; sur tous les S_{i+1} de première catégorie qu'il contient, on répartit (avec une égale densité) la proportion $\beta_i(1+\eta_i) = p_i$ de la mesure affectée à S_i, η_i étant > 0. On ne précise pas la répartition de la mesure restante (de S_i) entre les S_{i+1} de deuxième catégorie.*

Alors, si l'on a

$$\overline{\lim}\, \frac{1}{n} \sum_1^n \beta_i < \overline{\lim}\, \frac{1}{n} \sum_1^n p_i, \tag{1}$$

la variable X (ou la mesure correspondante) possède une composante singulière.

La démonstration se ramène finalement à la loi faible des grands nombres.

COROLLAIRE. — *Si, de plus, le processus de partage des* S_i, *et celui de répartition de la mesure de chacun de ces* S_i *sur les* S_{i+1} *qu'il contient, est le même pour tous les segments de même ordre, alors* X *est singulière, car sinon les deux composantes, absolument continue et singulière, auraient des fonctions de répartition proportionnelles, ce qui serait absurde.*

Lorsque $\eta_i \to 0$ avec $1/n$, on a égalité dans (1). A cette hypothèse répond en partie le théorème suivant.

THÉORÈME 2. — *Ajoutons aux hypothèses du théorème* 1, *que, sur les* S_{i+1} *de deuxième catégorie, contenus dans un même* S_i, *on répartit aussi, avec une égale densité, la mesure (relative)* $1 - p_{i+1}$ *alors, pour que* X *soit absolument continue :*

il est nécessaire que $\sum_1^n (p_i - \beta_i)$ *soit au plus de l'ordre de* $\sqrt{n}$ *lorsque* $n \to \infty$ *(cela est une conséquence du théorème limite central);*

il est suffisant que les suites p_i *et* β_i *soient monotones, convergent vers le même nombre* β, *et que les deux sommes* $\sum_1^n (p_i - \beta)$ *et* $\sum_1^n (\beta_i - \beta)$ *soient au plus de l'ordre de* $\sqrt{n}$.

THÉORÈME 3. — *Gardons les hypothèses du théorème* 2. *Appelons* λ_i *le rapport des deux densités (globales) qui sont celles des segments de première et de deuxième catégorie (d'ordre* i*) d'un* S_{i-1} :

$$\lambda_i = \frac{(1+\eta_i)(1-\beta_i)}{1-\beta_i(1+\eta_i)}$$

et soit

$$\Lambda = \overline{\lim}\,\lambda_i, \qquad \lambda = \underline{\lim}\,\lambda_i.$$

Si (2) *est vérifiée,* X *est singulière :*

$$B \operatorname{Log} \Lambda < \operatorname{Log}[1 + \beta(\lambda - 1)]. \tag{2}$$

Cette relation est toujours satisfaite si les suites β_i *et* λ_i *sont convergentes, la seconde convergeant vers* $\lambda > 1$; *c'est une conséquence de la convexité de la fonction logarithmique. On note que* (1) *est satisfaite si* $\underline{\lim}\,\eta_i > 0$, *et même, lorsque la suite* β_i *converge, si* $\overline{\lim}\, 1/n \sum_1^n \eta_i > 0$; *tandis que* (2) *impose une valeur minima* > 0 *à* $\beta(\lambda - 1)$, *une fois fixées* Λ *et* β, *donc impose une valeur minima* > 0 *à* $\underline{\lim}\,\eta_i$. *La condition* (1) *est bien plus large que la condition* (2).

2. *Produits de composition.* — Soient X et Y deux variables aléatoires réelles indépendantes, Z leur somme, Z n'a de composante purement discontinue que s'il en est ainsi de X et Y; Z est absolument continue dès que X ou Y l'est. Reste donc à examiner le cas où X et Y sont toutes deux continues mais sans composante absolument continue, ou sont toutes deux singulières.

Considérons deux variables X et Y prenant leurs valeurs sur le segment [o, 1]. Elles définissent une mesure produit, ou mesure superficielle sur le carré unité, dont la projection sur la diagonale donne la loi de $z/\sqrt{2}$. C'est cette étude géométrique qui conduit aux critères étudiés ci-dessus.

Soit $X = Y = X_0$, X_0 étant définie par la mesure singulière classique de Cantor, qui correspond aux conditions du corollaire du théorème 1, avec $\beta_i = 2/3$, $p_i = 1$, auxquelles il faut ajouter la symétrie du processus, sur chaque S_i (par rapport à son milieu).

On obtient $X_0 + X_0 = 2Z_0$, Z_0 étant la variable singulière définie par $\beta_i = 1/3$, $p_i = 1/2$ (avec la même symétrie).

La somme $Z_0 + Z_0$ est également singulière. Plus généralement, définissons Z par des partages successifs en trois parties égales, des répartitions symétriques sur chaque S_i, et par la suite η_i. De même Z', avec une suite η'_i. La variable $Z + Z'$ peut encore s'étudier. T/2 est définie par un processus plus compliqué : les partages en trois parties égales demeurent, mais les répartitions successives, sur chaque S_i, dépendent d'un processus en chaîne (chaîne simple discrète de Markhoff, non homogène), ou, si l'on veut d'un processus d'itération qui présente à chaque stade trois modalités différentes.

Sous certaines conditions d'inégalité, qui se réduisent, si les suites η_i et η'_i convergent vers η et η' respectivement, à $\eta\eta' > 0$, on conclut encore que T est singulière. Le problème demeure de trouver un exemple où, X et Y étant singulières, $X = Y$ est absolument continue; il ne semble pas facile de l'obtenir à partir des classes de mesures dont il vient d'être question.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Une méthode d'investigation des corrélations doubles pour la turbulence homogène en présence de vitesses moyennes.* Note (*) de M. **Antoine Craya**, transmise par M. Henri Villat.

En vue de l'étude de l'anisotropie de la turbulence homogène associée à un champ de vitesses moyennes, l'équation du tenseur spectral Φ_{ij} est écrite dans des axes privilégiés; dans le cas d'une déformation pure plane les composantes Φ_{ij} peuvent s'expliciter par des quadratures.

Nous considérons un champ de vitesses moyennes où les $\lambda_{ik} = \partial\bar{u}_i/\partial x_k$ sont des constantes; une des questions importantes concernant la turbulence homogène et stationnaire associée à un tel champ, est celle de l'anisotropie aux différentes échelles imposées par la déformation moyenne. Nous indiquons une méthode d'attaque possible de ce problème plutôt laborieuse, mais qui à défaut de racourci plus élémentaire doit contribuer à l'éclairer.

Nous avons donné dans une Note précédente ([1]) les équations que vérifient les tenseurs spectraux; seule la première d'entre elles concernant deux points

et s'écrivant en abrégé

$$\Psi_{ij} = \Omega_{ij} - 2\nu k^2 \Phi_{ij} \tag{1}$$

nous intéressera provisoirement ici. Supposant d'abord Ω_{ij} connu, nous nous proposons d'en déduire effectivement Φ_{ij}. Les deux difficultés sont la multiplicité des composantes à calculer et la présence de dérivées partielles.

Nous réduisons la première difficulté en associant à chaque point M de l'espace des $\vec{k}$ un trièdre trirectangle dont l'axe Mk'_3 prolonge OM; nous choisissons pour Mk'_1 la tangente au grand cercle du plan méridien passant par Ok_3 et pour Mk'_2 la tangente au parallèle d'axe Ok_3; désignant par k, φ, θ, les coordonnées polaires de M, on prendra Mk'_1 et Mk'_2 respectivement dans le sens des θ et φ croissants. Dans ces axes l'incompressibilité réduit à 4 le nombre des composantes non nulles de tous les tenseurs intervenant dans (1), savoir pour Φ_{ij} :

$$\Phi'_{11} = N_1, \qquad \Phi'_{22} = N_2, \qquad \Phi'_{12} = S, \qquad \Phi'_{21} = S^*$$

où N_1 et N_2 sont réels et en vertu du théorème de Cramér non négatifs. Tout revient alors à expliciter les composantes de Ψ_{ij} dans les nouveaux axes en faisant attention pour le calcul des dérivées partielles qui y figurent à ce que N_1, N_2 et S sont définis dans des axes mobiles. Nous en donnons ci-dessous le résultat valable pour le cas général.

En posant $\omega_{ij} = \cos(Mk'_i,\ Ok_j)$ dont les valeurs s'expriment simplement à partir de φ et θ c'est-à-dire des $\alpha_i = k_i/k$ et appelant

$$m = (\lambda_{p1}\sin\varphi - \lambda_{p2}\cos\varphi)\,\omega_{3p}\frac{\cos\theta}{\sin\theta},$$

on obtient

$$\Psi'_{11} = 2\lambda_{pq}\omega_{1p}\omega_{1q}N_1 - \lambda_{pq}\omega_{3p}k\frac{\partial N_1}{\partial k_q} + (\lambda_{pq}\omega_{1p}\omega_{2q} - m)\,(S + S^*),$$

$$\Psi'_{22} = 2\lambda_{pq}\omega_{2p}\omega_{2q}N_2 - \lambda_{pq}\omega_{3p}k\frac{\partial N_2}{\partial k_q} + (\lambda_{pq}\omega_{2p}\omega_{1q} + m)\,(S + S^*),$$

$$\Psi'_{12} = \lambda_{pq}(\omega_{1p}\omega_{1q} + \omega_{2p}\omega_{2q})S - \lambda_{pq}\omega_{3p}k\frac{\partial S}{\partial k_q} + \lambda_{pq}\omega_{2p}\omega_{1q}N_1 + \lambda_{pq}\omega_{1p}\omega_{2q}N_2 + m\,(N_1 - N_2).$$

La deuxième complication mentionnée concerne la solution du système d'équations aux dérivées partielles en cause. On peut d'abord noter dans l'expression de départ de Ψ_{ij} que les directions caractéristiques sont simplement $\lambda_{li}k_l$. Toutefois le système demeure peu maniable même dans le cas le plus simple (en apparence) où λ_{12} est seul non nul. Il apparaît à la réflexion plus avantageux de ne pas mélanger déformation pure et rotation et d'étudier d'abord l'écoulement plan $\lambda_{11} = -\lambda_{22} = a$. On a dans ce cas la circonstance favorable que les coefficients de $S + S^*$ dans Ψ'_{22} et de N_1 dans Ψ'_{12} s'annulent. Par ailleurs les directions caractéristiques coïncident avec les lignes de courant $k_1 k_2 = \text{const.}$ et l'on aura avantage à les prendre pour axes de coordonnées

en effectuant sur le plan $O k_1 k_2$ la transformation conforme $2Z = z^2$, c'est-à-dire en posant

$$2X_1 = k_1^2 - k_2^2, \qquad 2X_2 = 2k_1k_2.$$

On obtient alors successivement N_2, S et N_1 par des quadratures.

Il vient en effet après quelques regroupements (écartant la plus grande généralité nous supposons, d'autre part, ici que la turbulence a un centre de symétrie, c'est-à-dire que S est réel)

$$a\left[-\frac{(k_1^2+k_2^2)^2}{k^2}\frac{\partial}{\partial X_1}\frac{k^2 N_1}{(k_1^2+k_2^2)} - \frac{8}{k}\frac{k_1k_2k_3}{k_1^2+k_2^2}S\right] = \Omega'_{11} - 2\nu k^2 N_1,$$

$$-a\frac{\partial}{\partial X_1}(k_1^2+k_2^2)N_2 = \Omega'_{22} - 2\nu k^2 N_2,$$

$$a\left[-\frac{k_1^2+k_2^2}{k}\frac{\partial}{\partial X_1}(kS) - \frac{4}{k}\frac{k_1k_2k_3}{k_1^2+k_2^2}N_2\right] = \Omega'_{12} - 2\nu k^2 S.$$

Si l'on s'intéresse d'abord à la région de l'espace des $\vec{k}$ contribuant à l'énergie cinétique, on peut aux grands nombres de Reynolds de turbulence négliger les termes de viscosité. Pour un premier choix de Ω_{ij}, il n'est pas interdit de s'arrêter à une structure isotrope, c'est-à-dire

$$\Omega'_{11} = \Omega'_{22} = \frac{T(k)}{4\pi k^2}, \qquad \Omega'_{12} = 0,$$

où $T(k)$ est sinon connu du moins assez exploré. Mais on peut aussi comme nous le montrerons, faire appel pour Ω_{ij} à l'équation des corrélations triples. Il y a lieu de souligner la condition d'existence de l'ensemble du schéma liée à N_1 et N_2 non négatifs.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 847.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Contribution à l'étude théorique du mélange des jets de révolution.* Note (*) de M. **Roger Curtet**, transmise par M. Henri Villat.

La théorie approchée du mélange de jets en espace confiné a été établie par M. A. Craya et l'auteur (1) pour un écoulement plan en fluide incompressible. Nous présentons ici quelques aspects de la théorie étendue aux jets de révolution.

Comme il a été montré précédemment, la comparaison des calculs à l'expérience s'est révélée fructueuse dans le cas du plan [*cf.* (2) et (3)]. C'est ainsi que l'on a pu analyser l'évolution des caractéristiques du jet (largeur efficace, vitesse excédentaire sur l'axe, coefficient de frottement) d'une part (2) et d'autre part prévoir, en bon accord avec l'expérience, des tourbillons de recirculation pour certaines conditions à l'entrée du mélangeur (3).

La théorie approchée se fonde essentiellement sur l'équation de Reynolds, compte tenu de l'approximation de la couche limite [équation (1) ci-dessous] et d'un minimum d'hypothèses, dont la similitude approchée des contraintes de frottement, liée d'ailleurs à celle des vitesses excédentaires [équation (1')]. A l'aide de ces hypothèses, les calculs ont été étendus au problème de révolution ; celui-ci se trouve être en étroite analogie avec le problème plan, comme le montrent les définitions et relations suivantes, valables à la fois pour l'écoulement plan ($\delta = 0$) et pour l'écoulement de révolution ($\delta = 1$) :

Équation de Reynolds en variables réduites :

$$(1)\qquad -(\delta+1)\frac{\tau\eta^{\delta}}{\rho w_0^2} = -\frac{(u_1^2 w_0 l^{\delta+1})_x}{u_1 w_0^2 l^{\delta}}\mathrm{F} - \frac{(k w_0^2 l^{\delta+1})_x}{w_0^2 l^{\delta}}\mathrm{M} + \frac{(w_0 l^{\delta+1})_x}{w_0^2 l^{\delta}} f\mathrm{F} + \frac{(u_1 l^{\delta+1})_x}{w_0 l^{\delta}} f\eta^{\delta+1} - \frac{u_1}{w_0} l k_x \frac{\partial \mathrm{F}}{\partial k} - l k_x\left[k\frac{\partial \mathrm{M}}{\partial k} - f\frac{\partial \mathrm{F}}{\partial k}\right],$$

où les notations ont la définition ci-après :

$$l^{\delta+1} = (\delta+1)\int_0^{+\infty}\frac{w}{w_0} y^{\delta}\,dy, \qquad k = (\delta+1)\int_0^{+\infty}\frac{w^2}{w_0^2}\eta^{\delta}\,d\eta,$$

$$u - u_1 = w = w_0 f(\eta\,;\,k), \qquad \eta = \frac{y}{l},$$

$$\mathrm{F} = (\delta+1)\int_0^{\eta} f\eta^{\delta}, \qquad k\mathrm{M} = (\delta+1)\int_0^{\eta} f^2\eta^{\delta}\,d\eta\,;$$

$(\ )_x$, dérivation par rapport à x.

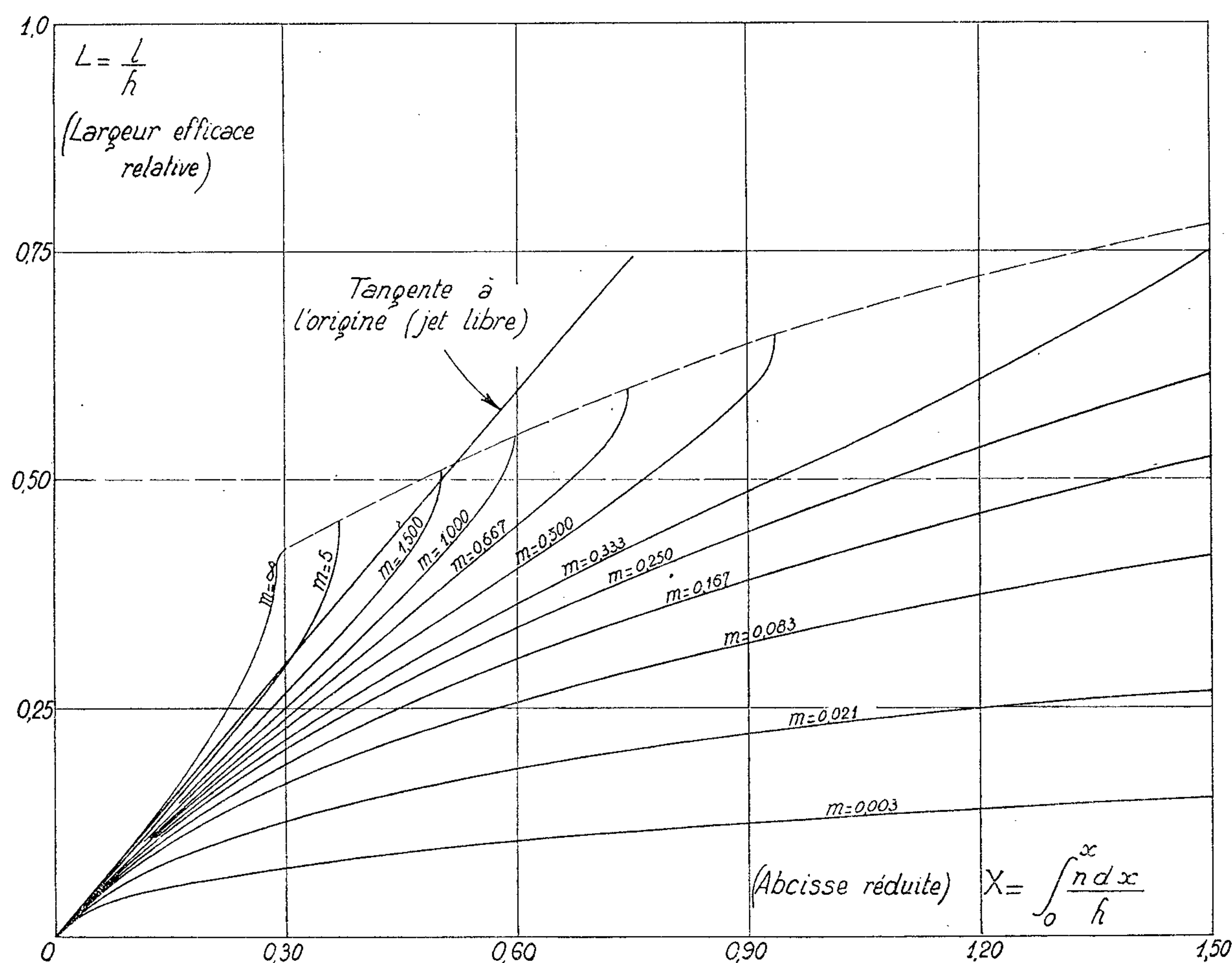


Fig. 1.

Intégrale des quantités de mouvement obtenue en faisant dans (1) $\tau = 0$ à la frontière du jet :

$$\frac{(u_1^2 w_0 l^{\delta+1})_x}{u_1 w_0^2 l^{\delta}} + \frac{(k w_0^2 l^{\delta+1})_x}{w_0^2 l^{\delta}} = 0. \tag{2}$$

Équation (1) dans le postulat de l'affinité ($k = \text{const.}$) :

$$-(\delta + 1)\frac{\tau \eta^{\delta}}{\rho w_0^2} = -k\frac{(w_0^2 l^{\delta+1})_x}{w_0^2 l^{\delta}}(\mathrm{M} - \mathrm{F}) + \frac{(w_0 l^{\delta+1})_x}{w_0 l^{\delta}}\mathrm{F}f + \frac{(u_1 l^{\delta+1})_x}{w_0^2 l^{\delta}} f \eta^{\delta+1}. \tag{1'}$$

Équation moyenne :

$$\sigma = -a\frac{(w_0^2 l^{\delta+1})_x}{w_0^2 l^{\delta}} + \frac{1}{2(\delta + 1)}\frac{(w_0 l^{\delta+1})_x}{w_0 l^{\delta}} + b\frac{(u_1 l^{\delta+1})_x}{w_0 l^{\delta}}. \tag{3}$$

Le système différentiel (2) et (3) et l'équation de continuité :

$$\mathrm{Q} = \pi u_1 (h - \delta_*)^2 + \pi w_0 l^2. \tag{4}$$

[Q, débit total; $h(x)$, rayon de la chambre] permettent d'étudier l'évolution de l, w_0, u_1 et $n = 4\sigma$ pour $\delta = 1$. L'intégration de ce système s'effectue par

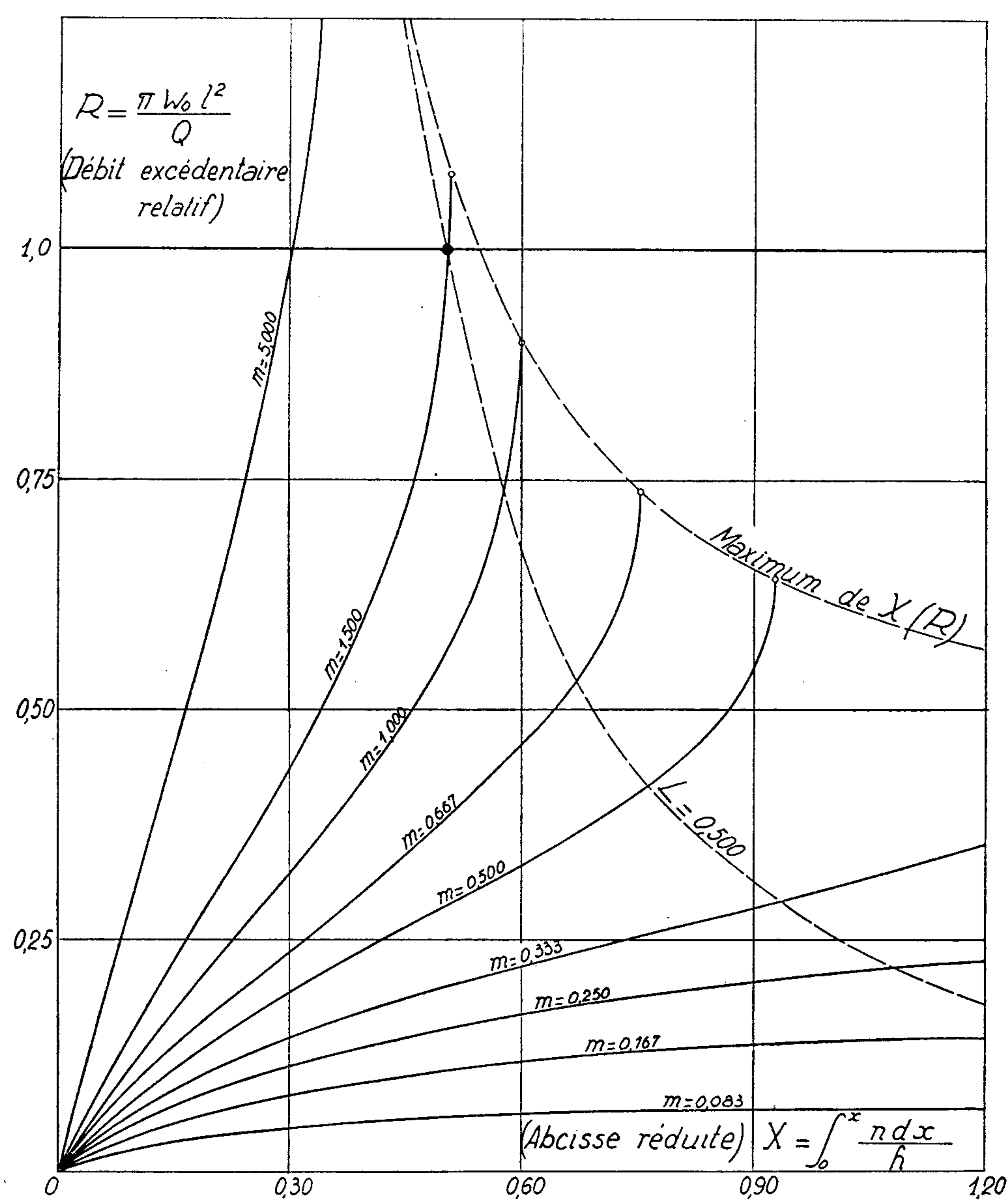


Fig. 2.

quadratures dans le cas du jet libre ($u_1 = 0$), du jet non soumis à un gradient de pression ($u_1 =$ const.) et d'une chambre cylindrique ($h =$ const.).

Dans le cas d'une chambre cylindrique, l'équation (2) prend la forme

$$m = -\frac{3}{2}R^2 + R + k\frac{R^2}{L^2}, \tag{5}$$

avec $R = \pi w_0 l^2/Q$ et $L = l/h$. Le coefficient m est un paramètre de similitude (sans dimensions) formé à partir des deux invariants du système qui sont le débit et, quand le frottement à la paroi est négligeable, la « poussée » $\int (p + \rho u^2)\,ds$. Appelant G_0 le débit de quantité de mouvement de l'injecteur, G_a du milieu ambiant, et $G_\infty = Q^2/\pi h^2$, on a

$$m + \frac{1}{2} = \frac{G_0}{G_\infty} + \frac{G_a}{2G_\infty}$$

(du moins pour a^2/h^2 petit, a étant le rayon de l'injecteur). Ce résultat peut être comparé au critère de Thring et Newby ([4]), bien connu en technologie des flammes et défini par $(G_0 + G_a)/G_\infty$.

L'intégration du système différentiel (2), (3) et (4) conduit par ailleurs pour $h =$ const. aux réseaux L(X) et R(X) portés sur les figures 1 et 2 et calculés à l'aide de la fonction $f(\eta) = \exp(-\eta^2)$: on constate une certaine analogie entre ces courbes et celles obtenues en écoulement plan.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 621.

(2) *Cf.* R. Curtet, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1447.

(3) *Cf.* R. Curtet, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1705.

(4) *Cf.* M. W. Thring et M. P. Newby, *The British Iron and Steel Research Association*, mai 1952.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Étude théorique de la diffusion saline turbulente en conduite en régime permanent.* Note de M. **Roger Lièvre**, transmise par M. Henri Villat.

On peut résoudre l'équation de la diffusion en conduite moyennant des hypothèses approchées. Les solutions obtenues sont, soit des polynomes, soit des fonctions de Bessel, suivant la forme du coefficient de diffusion adopté. Les valeurs propres sont voisines dans les deux cas.

C'est au cours de l'étude expérimentale des distributions de concentration en régime permanent et de leur évolution, que nous avons été conduit à étudier un schéma de diffusion, selon le modèle classique de l'analogie de Reynolds. Écrivons l'équation de la diffusion en variables réduites, les longueurs étant rapportées au rayon de la conduite a, et la vitesse à la vitesse de frottement U_x

$$\frac{1}{z}\frac{\partial}{\partial z}\left(k_1 z\frac{\partial c}{\partial z}\right) + \frac{1}{z}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{k_2}{z}\frac{\partial c}{\partial \theta}\right) + \frac{\partial}{\partial \xi}\left(k_3\frac{\partial c}{\partial \xi}\right) = \frac{u(z)}{U_x}\frac{\partial c}{\partial \xi}. \tag{1}$$

On a posé :

x, abscisse mesurée sur l'axe de la conduite : $\xi = x/a$;

r, rayon polaire : $z = r/a$;

θ, angle polaire;

U, vitesse moyenne;

$U/n = U_x$, vitesse de frottement;

$u(z)$, vitesse locale;

k, constante de la loi logarithmique des vitesses;

k_1, k_2, k_3, coefficients de diffusion réduits, suivant les directions z, θ, ξ;

c, concentration locale rapportée à la concentration moyenne de dilution.

A partir d'une loi donnée de vitesse déficitaire, l'analogie de Reynolds permet de définir k_1. L'hypothèse la plus simple consiste à admettre que $k_2 = k_1$; on négligera ensuite la diffusion longitudinale k_3 devant le terme de convection. Enfin on supposera une distribution uniforme des vitesses, hypothèse admissible pour des distributions de concentration ayant un amortissement lent.

Examinons le cas d'une distribution de vitesse déficitaire de forme logarithmique; $k_1 = kz(1-z)$, l'équation (1) devient

$$(2) \qquad \frac{1}{z}\frac{\partial}{\partial z}\left[z^2(1-z)\frac{\partial c}{\partial z}\right] + \frac{1-z}{z}\frac{\partial^2 c}{\partial \theta^2} = \frac{n}{k}\frac{\partial c}{\partial \xi}.$$

Par la méthode de Fourier on mettra en évidence des solutions de la forme

$$(3) \qquad c = (\cos m\theta + \sin m\theta)\, e^{-\beta\xi} f(z)$$

m est un entier positif et f est solution de

$$(4) \qquad z(1-z)f'' + (2-3z)f' + \left(s + m^2 - \frac{m^2}{z}\right)f = 0 \qquad \text{avec} \quad s = \frac{\beta n}{k}.$$

La fonction f doit être finie sur l'intervalle $0 \leqq z \leqq 1$. Les conditions de Fuchs sont vérifiées aux points $z = 0$ et $z = 1$; r étant la racine positive de l'équation déterminante : $r^2 + r - m^2 = 0$, la seule solution finie en $z = 0$ s'écrit

$$(5) \qquad f(z) = \sum_{p=0}^{p=\infty} a_p z^{p+r}.$$

Les coefficients a_p vérifient la relation de récurrence :

$$(6) \qquad a_{p+1} = a_p \frac{p(p+2) + r(2p+1) - s}{(p+1)(p+2) + 2r(p+1)}.$$

Pour $z = 1$ la série (5) est divergente, sauf si : $s = s_{mp} = p(p+2) + (2p+1)r$ a_{p+1} est alors nul ainsi que tous les coefficients suivants. A chacune de ces valeurs propres correspond un polynome f_{mp} qui satisfait aux conditions du problème. Dans le cas particulier où $m = 0$, les distributions sont de révo-

lution, l'équation (4) est l'équation de Gauss et les polynomes f_{0p} sont des polynomes de Jacobi.

Les polynomes f_{mp} sont orthogonaux. En effet, $\int_0^1 f_{mp}.f_{mq}.z.dz = 0$.

Considérons maintenant le cas où le coefficient de diffusion est constant dans la section. On prendra pour k_1 la valeur moyenne de $k.z(1-z)$ soit $k/6$, l'équation de la diffusion s'écrit donc

$$\frac{\partial^2 c}{\partial z^2} + \frac{1}{2}\frac{\partial c}{\partial z} + \frac{1}{z^2}\frac{\partial^2 c}{\partial \theta^2} = \frac{6n}{k}\frac{\partial c}{\partial \xi}, \tag{7}$$

les solutions sont

$$C = (b_{mq}\cos m\theta + c_{mq}\sin m\theta)\, e^{-\beta_{mq}\xi}.J_m(z\sqrt{6s_{mq}})$$

les racines de l'expression $J'_m(\sqrt{6s_{mq}})$ qui traduit la condition aux limites, fournissent les valeurs propres s_{mq}.

Les valeurs propres s_{mp} sont données par la relation

$$s_{mp} = p(p+2) + \frac{2p+1}{2}(\sqrt{1+4m^2}-1). \tag{8}$$

On verra par le tableau suivant qu'elles sont voisines des valeurs propres s_{mq} :

	$p,q.$ $m\ldots$	0.	1.	2.	3.	4.
s_{mp}	0..........	0	0,618	1,561	2,541	3,531
	1..........	3	4,854	7,863	10,62	13,59
	2..........	8	11,09	15,81	20,71	25,66
	3..........	15	19,33	25,93	32,79	39,72
s_{mq}	0..........	0	0,565	1,860	2,94	4,713
	1..........	2,44	4,737	7,495	10,71	14,36
	2..........	8,21	12,14	16,56	21,46	26,80
	3..........	17,24	22,838	28,91	35,45	42,47

HYDRAULIQUE. — *Étude de la frange capillaire dans un écoulement de filtration en régime permanent.* Note (*) de M. **Gabriel Matta**, transmise par M. Léopold Escande.

Le rapport A de la hauteur d'écoulement h_e à la hauteur mouillée z de la frange capillaire est fonction de la granulométrie du sable; et, pour un sable donné, il diminue quand la hauteur z augmente.

Dans une Note précédente ([1]), nous avons étudié l'influence de la capillarité sur l'écoulement de filtration à travers une digue verticale et nous avons signalé l'existence d'une hauteur d'écoulement dans la frange capillaire égale à une fraction de l'ascension capillaire z prise après un temps t bien déterminé.

Nous étudions ici pour différents sables les variations de l'ascension capillaire z avec le temps t ainsi que les variations relatives de la zone d'écoulement.

Nous appelons h_C la limite de z qui est pratiquement atteinte après un temps fini.

Appliquons la loi de Darcy à l'étude de l'ascension capillaire dans le sable. Nous pouvons écrire :

$$q = -ki,$$

où,

q est le débit par unité de surface;
k le coefficient de perméabilité;
i le gradient hydraulique.

Nous avons

$$q = -k\frac{\frac{p}{\varpi}+z}{z}, \tag{1}$$

où p est la pression au temps t et à la cote z.

D'autre part, nous pouvons écrire

$$q = v.1 = \frac{dz}{dt}n, \tag{2}$$

où n est la porosité.

Après intégration, les équations (1) et (2) donnent

$$t = -\frac{n\frac{p}{\varpi}}{k}\left(\ln\frac{\frac{p}{\varpi}}{\frac{p}{\varpi}+z}+\frac{z}{\frac{p}{\varpi}}\right)$$

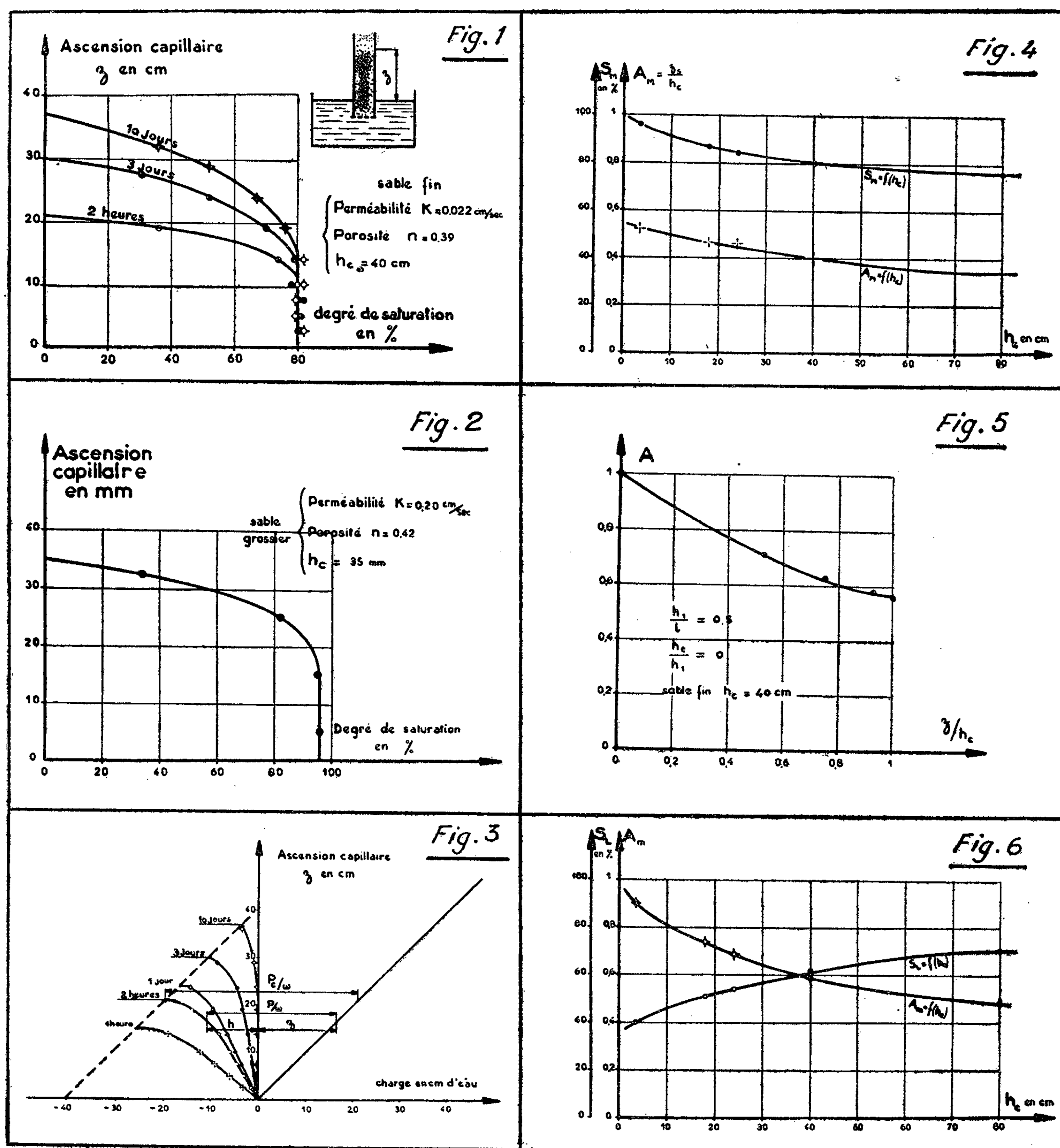
Étudions expérimentalement l'ascension capillaire dans une colonne de sable placée dans un tube formé de plusieurs tronçons scellés entre eux et munis de prises de pression. Le montage ainsi envisagé a pour but de faciliter la mesure de la saturation moyenne du sable à différentes hauteurs.

Les variations de z avec le temps divergent nettement des résultats prévus théoriquement. Ceci tient au fait que la perméabilité du sable varie dans de fortes proportions avec son degré de saturation S. Or, la formule théorique suppose une saturation de 100 % sur toute la hauteur mouillée, tandis que les valeurs expérimentales de S s'étalent entre 0 et 100 % (*fig.* 1 et 2). Pour le sable fin ($h_C = 40$ cm) nous donnons sur la figure 3 les variations de la charge en fonction de la hauteur pour différentes hauteurs mouillées z. Ces charges sont mesurées aux aiguilles de Taylor ([2]) par le déplacement d'une bulle d'eau dans un capillaire. La charge capillaire p/ϖ à l'intant t et à la cote z est toujours voisine de l'ascension capillaire maximum h_C. Ce qui fait que la formule (1) s'écrit :

$$t = -\frac{nh_C}{k}\left(\ln\frac{h_C}{h_C+z}+\frac{z}{h_C}\right).$$

D'autre part, si nous appelons z_S la hauteur mouillée correspondant à une saturation maximum S_M, les figures 1 et 2 nous montrent que plus le sable est

grossier, plus sa saturation maximum S_M et le rapport z_S/h_C sont élevés. La figure 4 donne les variations de z/h_C et de S_M en fonction de h_C.



Considérons maintenant l'écoulement de filtration à travers une digue verticale. La hauteur d'écoulement h_e dans la frange capillaire est une fraction A de la hauteur z de la frange. Pour un sable donné, A varie avec z (*fig.* 5). Lorsque z atteint h_C A prend sa valeur minimum A_m.

La partie supérieure de la section d'écoulement correspond à un degré de saturation S_L variable avec la granulométrie du sable. En deçà de S_L tout écoulement est impossible. La figure 6 donne les variations de A_m et de S_L en fonction de h_C.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1398.

(2) P. Habib, *Ann. Inst. Bâtiment et Travaux Publics*, janvier 1953, n° 61

ASTROPHYSIQUE. — *Étude photométrique des contrées sombres de la surface de la planète Mars.* Note de M. **Audouin Dollfus**, présentée par M. André Danjon.

L'atmosphère de Mars, plus brillante qu'un gaz pur, est légèrement polluée par de très fines particules. Les taches sombres du sol montrent un assombrissement sous l'éclairement oblique et une variation spectrale de l'éclat qui suggèrent une poudre déposée sur le sol. Des microorganismes animés expliqueraient les variations saisonnières du contraste et de la polarisation.

Les photomètres à franges (1) et à double image (2) réalisés en 1949 et 1952 m'ont permis de mesurer le facteur de diffusion des différentes taches de la surface de Mars, sous des angles d'éclairement et d'observation variables, et de rapprocher les courbes photométriques obtenues avec les propriétés de substances diverses.

J'ai déjà résumé les connaissances acquises par l'étude des grandes régions ocrées qui recouvrent la plus grande partie de la surface de Mars (3). Ces contrées claires sont maculées par des territoires plus sombres, objets de la présente étude : J'ai rapporté des éclats de ces taches à celui des déserts en cinq longueurs d'ondes au cours de 18 nuits d'observation favorables des années 1950 et 1952, avec le réfracteur de 60 cm du Pic du Midi (430 mesures). J'ai mesuré en outre avec M. H. Focas sur 26 clichés obtenus par M. H. Camichel en 1950 et sur 40 clichés réalisés en 1952 les contrastes d'environ 30 contrées sombres (720 mesures). Un certain nombre de ces déterminations sont affectées par des voiles ou nuages éphémères supportés par l'atmosphère martienne. Les mesures polarimétriques réalisées conjointement avec les mesures photométriques (4), (5), (8) permettent de les discriminer.

Assombrissement des taches sous l'éclairement oblique. — En prenant pour unité de luminance celle E_0 des plages claires au centre du disque pour la phase nulle, les éclats E (θ) de 15 contrées sombres mesurées à différentes distances du méridien central, en lumière orangée, ont montré un affaiblissement avec l'angle θ de la direction d'éclairement et de la normale à la surface donné par l'expression :

$$E(0^\circ) - E(60^\circ) = 0,30 . E(0^\circ) - 0,07. \qquad (1)$$

Le terme 0,07 semble attribuable à la lumière B_a diffusée par l'atmosphère martienne. Soit B (θ) la luminance vraie du sol, et $[B(0^\circ) - B(60^\circ)]/B(0^\circ) = \Delta$

l'assombrissement relatif :

$$E(\theta) = B(\theta) + \frac{1}{\cos\theta} \cdot B_a$$

$$E(0^\circ) - E(60^\circ) = B(0^\circ) - B(60^\circ) - B_a \quad \text{et} \quad E(0^\circ) - E(60^\circ) = \Delta . E(0^\circ) - (1 + \Delta) B_a.$$

En identifiant avec (1), on trouve $\Delta = 0{,}30$, en lumière orangée, pour toutes les contrées martiennes, quel que soit le facteur de diffusion. Cet assombrissement indépendant de l'éclat indique pour les différentes contrées claires et sombres une structure physique semblable. Cette uniformité ressort déjà des mesures de polarisation de la lumière ([4]), ([5]) qui montrent une structure poudreuse constituée par des grains opaques ([4]), ([5]).

Diffusion par l'atmosphère. — Lé calcul précédent donne la brillance B_a de l'atmosphère rapportée à celle B_0 des régions claires au centre du disque, soit $B_a/B_0 = 0{,}053$ (pour $\lambda = 0{,}6\ \mu$). Cette détermination, bien que peu précise, indique cependant une valeur supérieure à celle déduite des mesures de la polarisation de la lumière, soit 0,037 ([5]), ([6]). L'atmosphère martienne paraît donc légèrement polluée dans son ensemble par une brume de fines particules ayant un diamètre peu supérieur à la longueur d'onde. Ces particules accroissent plus la quantité totale de lumière diffusée que la quantité polarisée.

Variation spectrale de l'assombrissement vers les bords du disque. — En fonction de θ l'assombrissement diminue vers les courtes longueurs d'onde. $[E(0) - E(\theta)]/E(\theta)$ atteint la moitié de sa valeur en rouge vers $0{,}48\ \mu$, et devient très faible pour $\lambda < 0{,}43\ \mu$. Ce phénomène est principalement attribuable à l'atmosphère, aux nuages bleus persistants ([7]), ([8]) et à la brume légère.

La brillance de l'atmosphère varie avec la longueur d'onde moins rapidement que la loi en λ^{-4} caractérisant un gaz pur.

Variation spectrale du facteur de diffusion des taches. — Une région bien sombre, gris vert, comme par exemple Syrtis Major, présente au centre du disque en fonction de la longueur d'onde le contraste Γ par rapport aux terrains clairs, ainsi que le facteur de diffusion K suivants :

λ	0,65 μ	0,60 μ	0,55 μ	0,50 μ	0,45 μ	0,40 μ
Γ	0,40	0,34	0,27	0,18	0,08	0,04
K	0,12	0,10	0,08	0,06	0,056	–
K_0	0,20	0,15	0,11	0,08	0,06	–

K_0 est relatif aux territoires clairs ([3]).

Sur les contrées les plus sombres Γ peut atteindre 0,5 en lumière rouge. La diminution du contraste vers les courtes longueurs d'onde et la disparition presque totale des taches en bleu ne sont pas dus seulement à l'atmosphère et à ses voiles mais surtout aux propriétés de diffusion spectrales

des régions du sol. La variation de K est plus faible sur les contrées bleutées que sur les plages rousses; cependant K varie toujours dans le même sens que la longueur d'onde. Les colorations vertes ou bleues qu'on prête à ces sols semblent donc faussées par le contraste avec les territoires orangés voisins.

Interprétation. — On obtient des surfaces ayant les propriétés précédentes en saupoudrant une étendue de roches pulvérisées analogue aux grands territoires orangés martiens, avec une poudre de grains très colorés, plus ou moins clairsemés.

Nous savons que les configurations topographiques martiennes manifestent des changements saisonniers ou fortuits, et même des disparitions complètes. La polarisation de la lumière qu'elles diffusent subit des modifications annuelles régulières révélant une transformation saisonnière de la structure granulaire (4), (5). Le simple jeu de la vapeur d'eau ne peut expliquer ces phénomènes. On peut supposer cette poudre constituée par des microorganismes animés.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1833.
(2) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2023.
(3) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 162.
(4) *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 467.
(5) *Étude des planètes par la polarisation de la lumière* (*Thèse de Doctorat*, à paraître dans *Ann. Aph.*).
(6) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1066.
(7) *L'Astronomie*, mars 1953, p. 85.
(8) *La Météorologie*, juin 1956, p. 81.

RADIOASTRONOMIE. — *Observation des orages radioélectriques solaires avec le grand interféromètre de Nançay.* Note (*) de M^{lle} **Yvette Avignon** et MM. **Émile Jacques Blum**, **André Boischot**, **Robert Charvin**, **Michel Ginat** et **Paul Simon**, présentée par M. André Danjon.

Les mesures quotidiennes sur le Soleil permettent d'établir des diagrammes d'évolution des sources d'orages radioélectriques et de préciser leurs propriétés : diamètre, durée de vie, altitude, circonstances de formation.

Des observations quotidiennes du Soleil sont effectuées depuis le 29 mai 1956 avec le grand interféromètre de la station de Nançay (1). A partir du 1er novembre la longueur de la base Est-Ouest a été portée à 1500 m et le nombre des antennes à 16 : de ce fait, l'ouverture à demi-puissance des lobes principaux dans le plan Est-Ouest est un peu inférieure à 4′, mais les autres caractéristiques ne sont pas modifiées.

L'observation des sources radioélectriques célestes les plus intenses a

permis de préciser le diagramme de rayonnement de l'interféromètre. La répétition de ces observations permet une surveillance régulière de la stabilité de ses caractéristiques : les directions des maxima des lobes principaux n'ont pas varié de plus de $\pm 30''$ et le gain du réseau de plus de 10 %.

Un enregistrement correspond à l'intégration de l'énergie reçue à travers une bande étroite verticale parallèle au plan méridien local et se déplaçant horizontalement sur le disque avec le mouvement diurne. La connaissance du midi vrai local et de la position du lobe central de l'interféromètre permettent de repérer les enregistrements par rapport au centre du disque photosphérique (1). Étant donnée la distance angulaire qui sépare deux lobes consécutifs (1°), on ne peut actuellement déterminer la distribution des intensités de l'émission que de 30′ à l'Ouest à 30′ à l'Est du centre du Soleil. En portant ces distributions jour après jour sur une même figure, on obtient des diagrammes de l'évolution de l'activité radioélectrique solaire (exemple : *fig.* 1, 2 et 3). Nous avons déduit l'effet des lobes secondaires lorsque c'était nécessaire et nous n'avons pas tenu compte de l'inclinaison de l'axe du Soleil sur le plan méridien local.

Nous n'avons retenu que les phénomènes qui persistent au moins pendant les 2 h d'observation encadrant le midi vrai local; nous écartons en particulier les émissions associées aux éruptions (2). L'échelle d'isophotes adoptée permet de représenter les phénomènes locaux importants correspondant aux *orages radioélectriques*, sans faire apparaître les émissions persistantes de faible amplitude qui existent également. Les périodes représentées par les figures 1, 2 et 3 nous semblent particulièrement représentatives de ce type d'activité.

1. On voit tout d'abord que les sources de ces émissions sont nettement localisées : toutes ont un diamètre inférieur à 6′ et beaucoup ne provoquent pas d'élargissement sensible du lobe, ce qui indique un diamètre inférieur à la minute. Ce dernier résultat, tout à fait inattendu, est en apparente contradiction avec l'éclipse de la nébuleuse du Crabe par la courone solaire.

2. Il est très souvent difficile de relier de façon continue une région radioémissive à un centre d'activité optique et cette difficulté ne tient pas seulement au fait qu'on ne peut distinguer actuellement une région Nord d'une région Sud. Toutefois, pour les régions qui ont pu être reliées sans ambiguïté à des taches, on peut évaluer leur altitude et cela de deux façons : soit en mesurant leur vitesse de rotation et en supposant que l'atmosphère solaire tourne dans son ensemble comme un corps solide (3), (4), soit au moment de leur apparition ou disparition sur le limbe : on trouve qu'elle est comprise entre 0,15 et 0,60 $R_\odot$ suivant les centres, ce qui est compatible avec les observations effectuées sur d'autres fréquences.

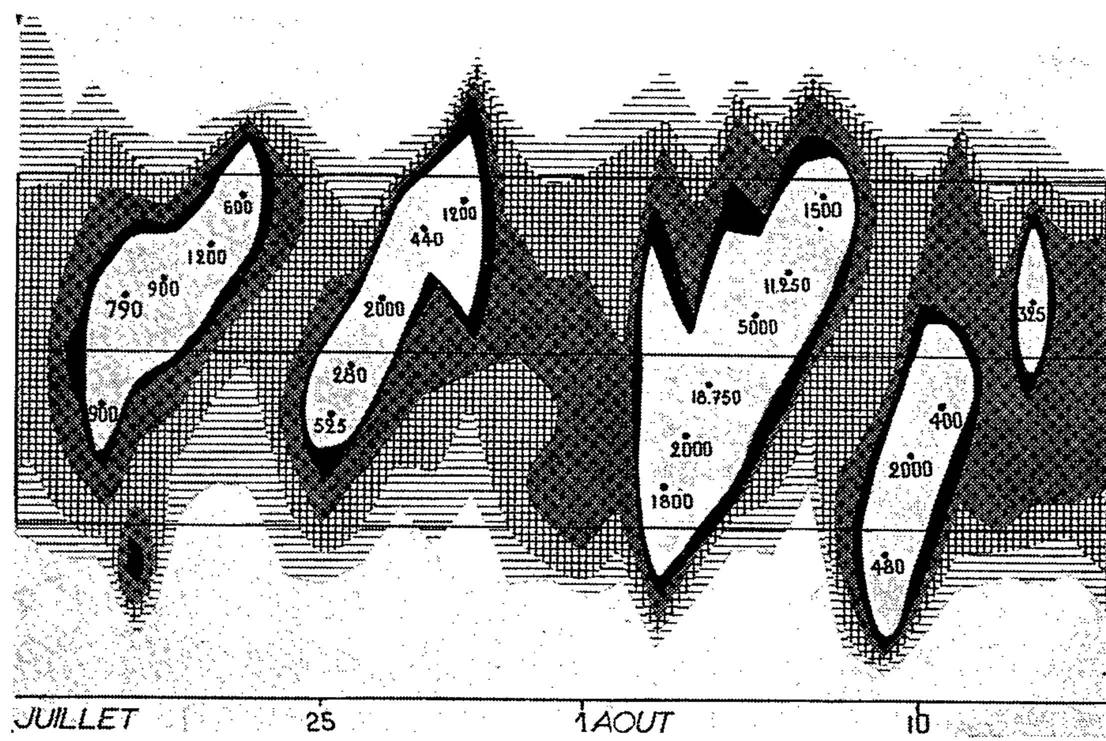


Fig. 1.

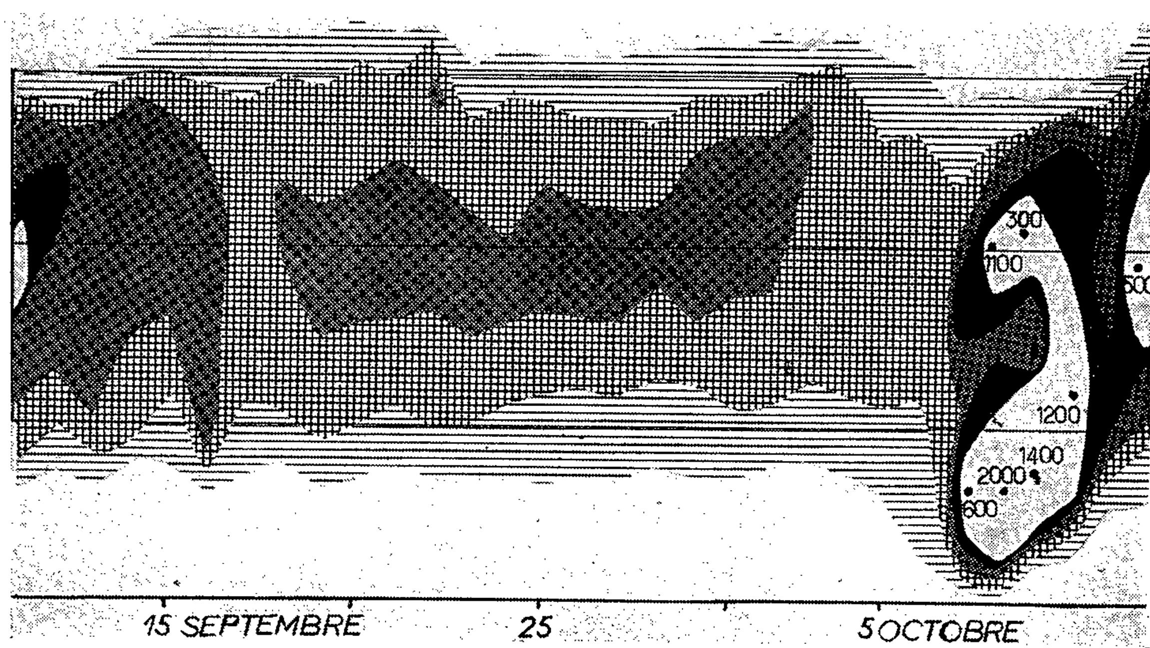


Fig. 2.

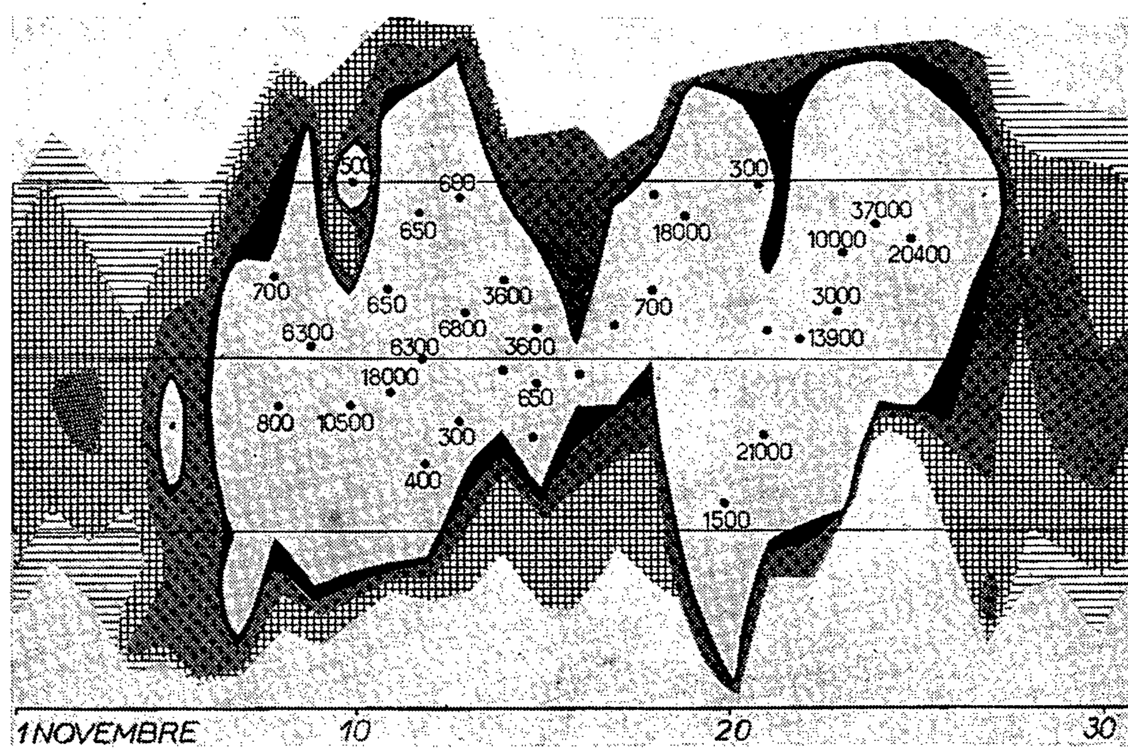
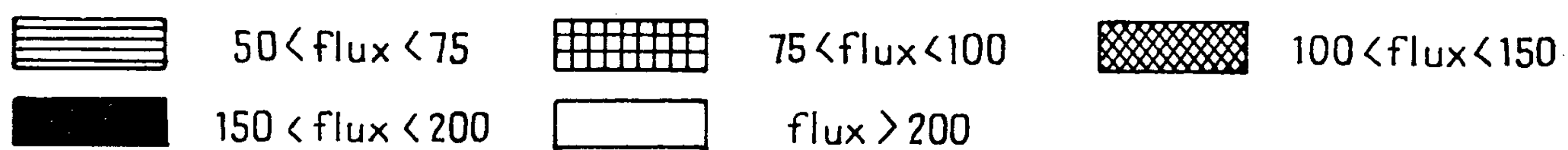


Fig. 3.



Les trois traits horizontaux représentent respectivement les positions du bord Ouest (*haut*), du centre et du bord Est (*bas*) du Soleil photosphérique. L'unité de flux est 10^{-21} W/m²/Hz. On a porté pour chaque jour d'observation les positions et les intensités des centres des régions émissives.

3. La durée de vie de ces régions émissives est très variable mais est restée jusqu'ici inférieure à six jours. Elle n'est sûrement pas limitée par un effet de directivité : en particulier on a pu observer des centres jusqu'à une distance de 10′ à l'extérieur du disque. Il n'y a pas de retour apparent d'une région émissive après 27 jours.

4. La figure 3 illustre une propriété remarquable des centres radio-émissifs qui ne pouvait être mise en évidence qu'avec ce type d'interféromètre; pour cette période de nombreux centres radioémissifs de longitudes héliographiques très différentes se manifestent simultanément. Le cas est particulièrement typique et ce phénomène se reproduit très fréquemment. Par contre, pendant la période représentée figure 2, aucune activité radioélectrique n'est observée bien que le nombre de Wolf soit la plupart du temps comparable à celui de la période de la figure 3.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) E. J. Blum, A. Boischot et M. Ginat, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 19.

(2) A. Boischot, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1326.

(3) R. Payne-Scott et A. G. Little, *Aust. J. Sc. Res.*, A 5, 1951, p. 508; A 5, 1952, p. 32.

(4) B. M. Chickachev, 5e *Colloque de Cosmogonie*, Moscou, 1956, p. 245.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Base de la théorie cinétique. Évolution et irréversibilité des systèmes.* Note de Mlle **Simone Marquet**, transmise par M. Georges Darmois.

Un système de n corpuscules est supposé décrit par une mesure sur l'espace de leurs vitesses. Précédemment on a justifié et résolu l'équation fondamentale que vérifie cette mesure (1). Les solutions sont étudiées au point de vue de leur évolution au cours du temps et de leur comportement asymptotique.

1. Continuité par rapport aux données initiales. Irréversibilité. — Nous notons $\varphi(\mathrm{R}, t)$ la solution de l'équation fondamentale, unique dans K_α, qui se réduit à $\varphi(\mathrm{R}, 0)$ pour $t = 0$. On a vu que

$$\left\langle \varphi(\mathrm{R}, t).\frac{1+|\mathrm{R}|^\alpha}{2}\right\rangle = \left\langle \varphi(\mathrm{R}, 0).\frac{1+|\mathrm{R}|^\alpha}{2}\right\rangle.$$

D'après la décomposition de Jordan (2) $\varphi(\mathrm{R}, 0)$ peut être considérée comme différence de deux mesures positives $\varphi'(\mathrm{R}, 0)$ et $\varphi''(\mathrm{R}, 0)$ possédant des porteurs de masse e' et e'' (3) disjoints :

$$\varphi(\mathrm{R}, 0) = \varphi'(\mathrm{R}, 0) - \varphi''(\mathrm{R}, 0).$$

De la linéarité de l'équation résulte

$$\varphi(\mathrm{R}, t) = \varphi'(\mathrm{R}, t) - \varphi''(\mathrm{R}, t),$$

où $\varphi'(R, t)$ et $\varphi''(R, t)$ sont des mesures positives mais ne possédant pas nécessairement des porteurs de masse disjoints.

$$\|\varphi(R, o)\|_\alpha = \|\varphi'(R, o)\|_\alpha + \|\varphi''(R, o)\|_\alpha,$$
$$\|\varphi(R, t)\|_\alpha \leq \|\varphi'(R, t)\|_\alpha + \varphi''(R, t)\|_\alpha = \|\varphi(R, o)\|_\alpha.$$

L'égalité est réalisée si $\varphi(R, o)$ est ordonnée par rapport à zéro. On en déduit :

1° *Dans* K_α *la solution* $\varphi(R, t)$ *est continue par rapport à la donnée initiale* $\varphi(R, o)$ *:*

$$\|\varphi_1(R, t) - \varphi_2(R, t)\|_\alpha \leq \|\varphi_1(R, o) - \varphi_2(R, o)\|_\alpha.$$

Si l'on commet une erreur sur $\varphi(R, o)$ l'erreur résultant sur $\varphi(R, t)$ ne peut que décroître dans K_α au cours du temps.

2° Théorème d'irréversibilité. — *Si l'on considère les répartitions stationnaires c'est-à-dire telles que*

$$\varphi_s(R, t) = \varphi_s(R, o) = \varphi_s(R)$$

la distance dans K_α *d'une solution à une répartition stationnaire ne peut que décroître.*

2. Évolution des porteurs de masse. — On se restreint à l'ensemble des mesures à support compact et l'on définit la mesure $K(R, t)$ par

$$\varphi(R, t) = K(R, t)\, e^{-L(R)t}, \qquad \text{où} \quad L(R) = \sum_{(i,j)} \int \varphi_{ij}(R, l)\, dl = \frac{2\pi}{n} \sum_{(i,j)} |v_i - v_j|.$$

L'étude du passage à la limite qui donne la dérivée $d_t\varphi(R, t)$ conduit à

$$d_t \langle K(R, t).g(R) \rangle = \langle K(R, t)\, e^{-L(R)t} A\, e^{L(R)t} g(R) \rangle, \qquad \Omega = A - L(R).$$

L'égalité est valable au sens de la dérivation ordinaire ce qui, par intégration, conduit à

$$\langle \varphi(R, t).g(R) \rangle = \langle \varphi(R, o)\, e^{-L(R)t}.g(R) \rangle + \int_0^t \langle \varphi(R, \tau).A\, e^{-L(R)(t-\tau)} g(R) \rangle\, d\tau.$$

Sur l'espace E des R on définit l'opérateur A, $R' \in AS\,(S \subset E)$ s'il existe $R \in S$ dont R' se déduit en changeant les coordonnées v_i, v_j en v'_i, v'_j (v_i, v_j ; v'_i, v'_j étant respectivement les vitesses avant et après choc de deux corpuscules). Des itérations de A on déduit A_∞

$$A_\infty = \lim_{n \to \infty} A^n.$$

L'égalité établie permet d'affirmer que si $\varphi(R, o)$ est positive sur l'ensemble e, $\varphi(R, t)$ est positive sur $A_\infty e$ et ce résultat s'étend aisément aux solutions à support quelconque.

3. Distributions stationnaires. Étude asymptotique des solutions. — A_∞ définit une relation d'équivalence dans E. Par passage au quotient on obtient $\overline{E} = E/A_\infty$,

$A_\infty R \subset E \to \overline{R} \in \overline{E}$. A $g(R)$ sommable pour une mesure $\varphi(R)$ on fait correspondre

$$g_s(\overline{R}) = g_s(R) = \frac{\int_{A_\infty R} g(U)\, dU}{\int_{A_\infty R} dU},$$

$\varphi(R)$ sera dite *compatible avec la relation* A_∞ si

$$\langle \varphi(R).g(R) \rangle = \langle \varphi(R).g_s(R) \rangle [= \langle \varphi(\overline{R}).g_s(\overline{R}) \rangle].$$

On démontre que $\varphi(R)$ est alors stationnaire.

A toute solution non stationnaire $\varphi(R, t) \in K_\alpha$ on peut associer la mesure $\varphi_s(R)$ bien déterminée par

$$\langle \varphi_s(R).g(R) \rangle = \langle \varphi(R, t).g_s(R) \rangle$$

dite sa *forme stationnaire*. A la décomposition de Jordan

$$\varphi_s(R) - \varphi(R, o) = \varphi'(R, o) - \varphi''(R, o)$$

correspond

$$\varphi_s(R) - \varphi(R, t) = \varphi'(R, t) - \varphi''(R, t).$$

En utilisant les résultats de 2 on démontre que, parce que $\varphi(R, o) \neq \varphi_s(R)$ il n'existe pas de porteurs de masse disjoints de $\varphi'(R, t)$ et $\varphi''(R, t)$, on en déduit les théorèmes suivants :

Théorème strict d'irréversibilité. — *Si dans* K_α $\varphi(R, o) \neq \varphi_s(R)$ *on a*

$$\| \varphi_s(R) - \varphi(R, t) \|_\alpha < \| \varphi_s(R) - \varphi(R, o) \|_\alpha.$$

Les mesures stationnaires sont donc les mesures compatibles avec la relation A_∞.

Théorème de convergence asymptotique. — *Si* $\varphi(R, o)$ *appartient à* K_α *la solution correspondante de l'équation fondamentale converge dans* K_α *vers sa forme stationnaire* $\varphi_s(R)$.

4. Remarque concernant les mesures densitaires. — Une mesure $\varphi(R)$ sera dite densitaire s'il existe une fonction densité que nous notons également $\varphi(R)$

$$\langle \varphi(R).g(R) \rangle = \int \varphi(R) g(R)\, dR.$$

Si l'on considère une suite de Cauchy dans K_α de mesures densitaires, par les méthodes classiques [théorème de Beppo-Lévi et lemme de Fatou ([4])] on montre que cette suite converge dans K_α vers une mesure densitaire. $\varphi(R, o)$ étant donnée densitaire il en résulte que $\varphi(R, t)\varepsilon_\rho(R) = \sum_0^\infty (t^n/n!)\, \Omega^n \varphi(R, o)$ est densitaire quel que soit ρ.

Théorème. — *Pour les solutions de l'équation fondamentale la propriété d'être densitaire se conserve au cours du temps.*

([1]) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1193. Nous conservons les notations de cette Note.

([2]) P. R. HALMOS, *Measure theory*.

([3]) C'est-à-dire toutes les masses de $\varphi'(R, 0)$ et $\varphi''(R, 0)$ sont portées respectivement par e' et e''.

([4]) F. RIESZ et B. SZ. NAGY, *Leçons d'analyse fonctionnelle*.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Relation entre un critère de réalisabilité, et les transformations fonctionnelles*. Note de M. **IGOR GUMOWSKI**, présentée par M. Eugène Darmois.

Considérons une équation différentielle linéaire à coefficients constants avec second membre

$$(1)\qquad L(D)\,y(t) = f(t) = \begin{cases} f_1(t) & \text{pour } t < 0, \\ f_2(t) & \text{pour } t > 0, \end{cases}$$

où $L(D)$ est un opérateur de degré n, fini ou infini, en $D = d/dt$. Pour que l'équation (1) admette une solution unique il faut que $y(t)$ et $f(t)$ satisfassent un certain nombre de conditions. Ces conditions se divisent en deux groupes : *a*, conditions imposées sur la nature de $y(t)$ et $f(t)$ pour assurer l'existence de la solution à l'intérieur d'une certaine classe de fonctions, et *b*, conditions aux limites permettant de déterminer les constantes d'intégration.

Examinons maintenant quelles conditions sont imposées, explicitement ou implicitement, à $y(t)$ et $f(t)$ lorsqu'on veut déterminer une solution unique de (1) au moyen de la transformation de Laplace ou au moyen de la transformation de Fourier.

Pour que la transformation de Laplace s'applique, il faut que

$$(2)\qquad f_1(t) = 0, \qquad D^k y(t) = 0 \qquad \text{pour } t < 0 \qquad (k = 0, 1, 2, \ldots),$$

et qu'il existe une constante réelle c telle que les intégrales

$$(3)\qquad \int_0^{\infty} e^{-ct} f_2(t)\,dt \quad \text{et} \quad \int_0^{\infty} e^{-ct} D^k y(t)\,dt \qquad (k = 0, 1, 2, \ldots)$$

soient convergentes. Tandis que pour la transformation de Fourier il faut que les intégrales

$$(4)\qquad \int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)|\,dt \quad \text{et} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} |D^k y(t)|\,dt \qquad (k = 0, 1, 2, \ldots)$$

soient convergentes. Lorsque n est fini, il est bien connu que (2) et (3) ne suffisent pas pour que la transformation de Laplace permette d'obtenir une solution unique de (1). Pour assurer l'unicité de la solution il faut imposer en plus de (2) et (3), n conditions aux limites. Par exemple, on peut spécifier n valeurs initiales

$$(5)\qquad \lim_{t \to 0+} D_k y(t) = b_k, \qquad (k = 0, 1, \ldots, n-1).$$

Dans le cas de la transformation de Fourier la solution obtenue est unique, quel que soit n, parce que les conditions (4) constituent effectivement n conditions « initiales » pour $t = -\infty$. Comme d'une part les conditions (2), (3), (5) associées à la transformation de Laplace ne sont pas en général équivalentes aux conditions (4) associées à la transformation de Fourier, et comme d'autre part on connaît des exemples où ces deux transformations mènent aux résultats identiques, il serait utile de préciser le domaine des opérateurs L(D) pour lesquels ces deux transformations sont équivalentes.

Cette précision du domaine d'équivalence peut s'accomplir assez facilement. En effet, pour que les solutions particulières de (1) obtenues par les deux transformations soient identiques il faut et il suffit que

$$y(t) = \frac{1}{2\pi j}\int_{\mathrm{Br}} e^{zt}\frac{\mathcal{L}f_2 + \mathrm{P}(z)}{\mathrm{L}(z)}\,dz = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t}\frac{\mathrm{T}_t^{\omega}f}{\mathrm{L}(j\omega)}\,d\omega, \tag{6}$$

où Br est un contour de Bromwich, $\mathcal{L}f_2$ est la transformée de Laplace de $f_2(t)$, $\mathrm{T}_t^{\omega}f$ est la transformée de Fourier de $f(t)$, et $\mathrm{P}(z) = \sum_{m=0}^{n-1} a_m z^m$ est une fonction déterminée par l'opérateur L(D) et les conditions initiales (5). Mais d'après (2), $y(t) = 0$ pour $t < 0$, et l'on doit avoir

$$y(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t}\frac{\mathrm{T}_t^{\omega}f}{\mathrm{L}(j\omega)}\,d\omega = \begin{cases} 0 & \text{pour } t < 0, \\ g(t) & \text{pour } t > 0, \end{cases} \tag{7}$$

où $g(t)$ est une fonction qui ne s'annule pas identiquement à moins que $f(t) = 0$.

Comme la généralité de (7) n'est pas diminuée en posant $\mathrm{T}_t^{\omega}f = 1$, i. e. en supposant que le signal d'entrée est une impulsion unitaire, on aura équivalence entre les solutions particulières, obtenues respectivement au moyen de la transformation de Laplace et de Fourier, si l'opérateur L(D) est une solution de l'équation de Fredholm

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t}\frac{1}{\mathrm{L}(j\omega)}\,d\omega = \begin{cases} 0 & \text{pour } t < 0, \\ g(t) & \text{pour } t > 0. \end{cases} \tag{8}$$

On peut noter que (8) représente le critère généralisé de réalisabilité au sens de Wallman [1]. Il s'ensuit que les fonctions de transfert $\mathrm{H}(\omega) = 1/\mathrm{L}(j\omega)$, réalisables au sens de Wallman, sont caractérisées au point de vue mathématique par la propriété que les transformations de Laplace et de Fourier, lorsqu'on les applique à l'équation (1), résolvent le même problème aux limites. Mais comme la solution d'un problème aux limites au moyen d'une transformation fonctionnelle ne constitue pas autre chose que la construction de la solution par la superposition de certaines fonctions $s_k(t)$, la condition de réalisabilité au sens de Wallman exprime simplement le fait que cette solution doit

être indépendante du choix des fonctions $s_k(t)$. Par l'inspection de (8) on peut encore noter que la solution de (1) avec les conditions initiales (5) non nulles est la même que la solution de cette équation avec les conditions initiales nulles, mais le second membre modifié pour $t > 0$. Ce nouveau second membre $F_2(t)$ sera relié à l'ancien par la relation

$$(8') \qquad F_2(t) = \mathcal{L}^{-1}\{\mathcal{L}f_2 + P(z)\} = f_2(t) + \sum_{m=0}^{n-1} a_m \delta^m(t),$$

où $\delta^m(t)$ est la dérivée $m^{\text{ième}}$ de la mesure de Dirac.

Pour illustrer que les transformations de Laplace et de Fourier ne sont pas équivalentes en général au point de vue de leurs applications, considérons un cas particulier de (1), où L est un opérateur qui ne satisfait pas (8). Choisissons par exemple l'équation

$$(9) \qquad (-D+1)\,y(t) = f(t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } t < 0 \\ 1 & \text{pour } 0 < t < T \\ 0 & \text{pour } t > T \end{cases} \qquad (T > 0).$$

Les transformées de Laplace et de Fourier de $f(t)$ existent au sens de Riemann et sont données respectivement par

$$(10) \qquad \mathcal{L}f = \frac{1}{P}(1 - e^{-PT}) \qquad \text{et} \qquad T_t^{\omega} f = \frac{1}{j\omega}(1 - e^{-j\omega T}).$$

Posant $b_0 = 0$ dans (5) les équations intégrales qui correspondent à (9) et (10) sont

$$(11) \qquad \int_0 e^{-pt}\,y(t)\,dt = -\frac{1 - e^{-PT}}{P(P-1)}$$

et

$$(12) \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\omega t}\,y(t)\,dt = -\frac{1 - e^{-j\omega T}}{j\omega(j\omega - 1)}.$$

L'équation intégrale (11) peut se résoudre facilement au moyen de la formule d'inversion de Mellin :

$$(13) \qquad y(t)_{\text{Laplace}} = \begin{cases} 0 & \text{pour } t < 0, \\ 1 - e^t & \text{pour } 0 < t < T, \\ e^{t-T} - e^t & \text{pour } t > T. \end{cases}$$

Mais en substituant (13) dans (12) on constate que (13) n'est pas solution de (12). En effet, comme on peut vérifier par substitution, la solution de cette équation est donnée par

$$(14) \qquad y(t)_{\text{Fourier}} = \begin{cases} e^t - e^{t-T} & \text{pour } t < 0, \\ 1 - e^{t-T} & \text{pour } 0 < t < T, \\ 0 & \text{pour } t < T, \end{cases}$$

qui est nettement différente de (13).

(1) I. Gumowski, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 317.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Détermination d'un potentiel séparable à partir des déphasages. Théorèmes généraux.* Note (*) de MM. **Michel Gourdin** et **André Martin**, présentée par M. Louis de Broglie.

On détermine le nombre maximum de solutions indépendantes dans le cas où $\operatorname{tg}\delta$ est une fonction satisfaisant certaines conditions physiques très générales. L'unicité des solutions obtenues dans les Notes I ([1]) et II ([2]) [cas où $g(k)$ est une fraction rationnelle] est démontrée.

La détermination d'un potentiel séparable à partir des déphasages S se fait par résolution de l'équation intégrale de Fredholm du second type :

(III.1) $$f(k)=g(k)\left[1+\mathrm{VP}\int_0^\infty \frac{f(p)\,dp}{p^2-k^2}\right]=g(k)[1+\mathrm{R}(k)]$$

[*voir* les équations (I.1) et (I.2)] où $g(k)=-(2k/\pi)\operatorname{tg}\delta_s$.

L'existence d'une solution acceptable de l'équation de Schrödinger impose certaines restrictions au potentiel, donc à $f(p)$ et à $g(p)$:

$f(p)$ est définie continue dans $0\leq p<\infty$ et garde un signe constant,

(III.2) $$\frac{g(p)}{p} \text{ et } \frac{f(p)}{p} \text{ tendent vers zéro si } p\to 0 \text{ ou si } p\to\infty.$$

Ceci permet d'établir que

(III.3) $$\begin{cases}\lim\limits_{k\to 0}\dfrac{f(k)}{g(k)}=1+\displaystyle\int_0^\infty\frac{f(p)\,dp}{p^2},\\ \lim\limits_{k\to\infty}\dfrac{f(k)}{g(k)}=1.\end{cases}$$

L'équation homogène

(III.4) $$\Phi(k)=g(k)\,\mathrm{VP}\int_0^\infty\frac{\Phi(p)\,dp}{p^2-k^2},\qquad \text{où}\quad \Phi=f_1-f_2$$

permet d'étudier la multiplicité des solutions.

Les conditions imposées à f conduisent à

(III.5) $$\begin{cases}\lim\limits_{k\to 0}\dfrac{\Phi(k)}{g(k)}=\displaystyle\int_0^\infty\frac{\Phi(p)\,dp}{p^2},\\ \lim\limits_{k\to\infty}\dfrac{k^2\Phi(k)}{g(k)}=-\displaystyle\int_0^\infty\Phi(p)\,dp.\end{cases}$$

Pour établir que $\Phi(p)$ a un signe constant, supposons un instant que $\Phi(p)$ s'annule en changeant de signe aux points $k_1, k_2, \ldots, k_n$. Pour que $\Phi(p)$ change de signe, f_1 et f_2 gardant un signe constant, il est nécessaire que l'intégrale figurant dans (III·4) s'annule en ces points. Dans ces conditions la quantité

$$\int_0^\infty\frac{\Phi(p)\,dp}{(k_1^2-p^2)(k_2^2-p^2)\ldots(k_n^2-p^2)}=\sum_i a_i\int\frac{\Phi(p)\,dp}{k_i^2-p^2}$$

est nulle. Mais l'intégrant figurant au premier membre garde un signe constant et par conséquent nous aboutissons à une contradiction. On peut étendre la démonstration au cas d'un nombre infini de zéros avec changement de signe en considérant une suite d'expressions

$$\int_0^\infty \Phi(p)\,(k_{n+1}^2-p^2)^{n-2}(k_1^2-p^2)^{-1}(k_2^2-p^2)^{-1}\ldots(k_n^2-p^2)^{-1}\,dp.$$

Ceci permet de montrer que l'équation homogène admet au plus une solution; sinon, par combinaison de deux solutions on peut fabriquer une solution qui s'annule en changeant de signe et jouit des propriétés des solutions de départ.

La constance du signe de Φ et de f permet de tirer les conclusions suivantes :

a. $g(+\infty)>0$, $g(+0)<0$, impossible par (III.3);

b. $g(+\infty)g(+0)>0$ [d'où $\delta(0)-\delta(\infty)=0$] : à cause de (III.5), l'équation homogène n'a pas de solution. Il y a donc au plus une solution de l'équation inhomogène,

c. $g(+\infty)<0$, $g(+0)>0$ [d'où $\delta(0)-\delta(\infty)=\pi$] : l'équation homogène admet au plus une solution. Soit Φ cette solution. La solution de l'équation inhomogène s'écrit alors

$$f(k)=\left[-k^2\left(\int_0^\infty \Phi(p)\,dp\right)^{-1}+\lambda\right]\Phi(k).$$

Il est intéressant de confronter ces résultats avec la possibilité d'existence d'états liés. L'équation donnant les états liés :

$$1+\int_0^\infty \frac{f(p)\,dp}{p^2+x^2}=0 \qquad \text{(III.6)}$$

n'a, en vertu de (III.3), aucune solution dans le cas *b* et une solution unique dans le cas *c*.

Ces conclusions coïncident avec celles obtenues dans le cas des potentiels locaux. Elles montrent que nous n'avons laissé échapper aucune solution dans les Notes I et II [cas où $g(k)$ est une fraction rationnelle].

(*) Séance du 18 février 1957.

(1) M. Gourdin et A. Martin, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1153.

(2) M. Gourdin et A. Martin, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1329.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Diffraction des ondes lumineuses par une fente indéfinie à bords parallèles et par un demi-plan.* Note (*) de M. **Phan Van-Loc**, présentée par M. Louis de Broglie.

Une des méthodes usuelles de calcul de l'onde diffractée consiste à prendre la formule de Kirchhoff, soit directement sous forme d'intégrale de surface, soit sous forme d'intégrale de contour (Maggi-Rubinowicz). Mais la formule

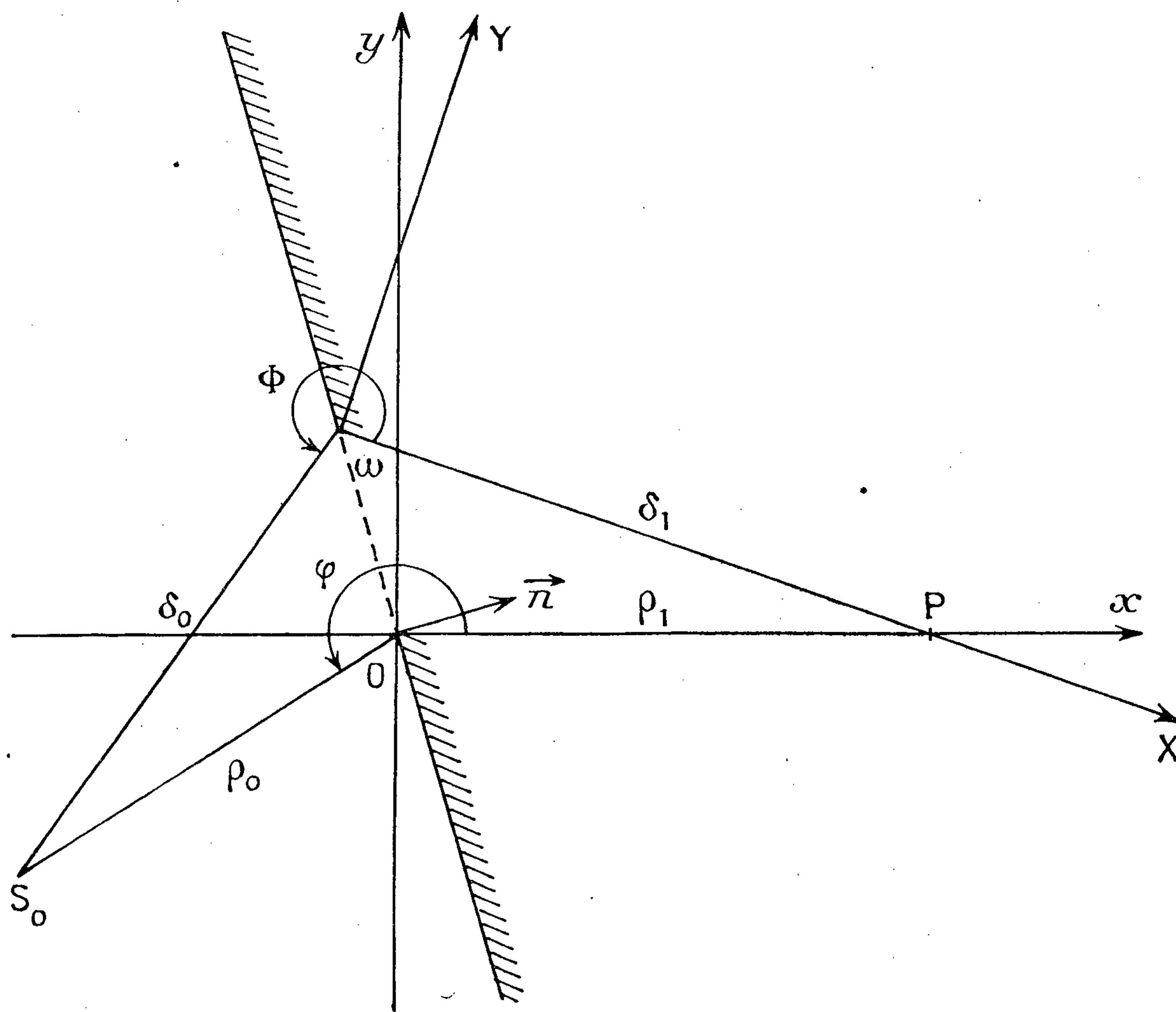
de Maggi basée essentiellement sur la transformation d'une intégrale de surface en intégrale curviligne, ne peut s'appliquer qu'à un contour fermé. Le cas du bord rectiligne d'un demi-plan par exemple doit être considéré comme la limite de celui d'une fente aux extrémités infinies et dont l'un des bords s'écarte de l'autre indéfiniment,

Nous considérerons d'abord une source ponctuelle, puis une distribution de sources isotropes ponctuelles sur une droite, et finalement des sources à l'infini qui donnent à la limite des ondes planes.

La vibration scalaire provenant d'une source ponctuelle S_0 étant prise sous la forme $\psi = e^{ik(ct-r)}/r$, l'onde observée au point P est formée d'une onde directe dans le cône géométrique d'éclairement et d'une onde diffractée, soit

$$(1) \qquad \Psi(P) = \varepsilon\Psi(P) - \frac{1}{4\pi}\int_C \frac{e^{-ik(r_0+r_1)}}{r_0 r_1} \frac{\vec{r}_0 \times \vec{r}_1}{r_0 r_1 + \vec{r}_0 . \vec{r}_1} d\vec{s},$$

$\varepsilon = 0$ ou 1, suivant que P est situé dans l'ombre géométrique ou dans la zone d'éclairement ; C étant le contour de la surface du trou percé dans l'écran noir qui est ici la fente.



L'onde diffractée seule, au facteur $-1/4\pi$ près, est donc donnée par

$$\int_C = \int_{+\infty}^{-\infty} \text{le long de l'axe } z'z + \int_{-\infty}^{+\infty} \text{le long de l'axe } Z'Z.$$

Pour calculer l'intégrale le long de $z'z$, considérons les axes $Oxyz$ et les coordonnées semi-polaires. Les composantes des vecteurs $\vec{r}_0$, $\vec{r}_1$, $\vec{ds}$, sont :

$$\begin{array}{ll} \vec{r}_0(-\rho_0\cos\varphi,\ -\rho_0\sin\varphi,\ z-z_0) & \\ \vec{r}_1(-\rho_1,\quad 0,\quad z) & \end{array} \qquad \vec{ds}(0,\ 0,\ -dz).$$

On fait le changement de variables :

$$z-z_0=\rho_0\,\mathrm{sh}\,\tau_0,\qquad z=\rho_1\,\mathrm{sh}\,\tau_1,$$

d'où il résulte que

$$r_0=\rho_0\,\mathrm{ch}\,\tau_0,\qquad r_1=\rho_1\,\mathrm{ch}\,\tau_1.$$

On pose ensuite

$$R=r_0+r_1,\qquad \tau=\tau_0+\tau_1=\arg\mathrm{sh}\,\frac{z-z_0}{\rho_0}+\arg\mathrm{sh}\,\frac{z}{\rho_1}.$$

L'intégrale le long du bord passant par ω se calcule de la même manière, en considérant le système d'axes ωXYZ dans lequel, on a

$$\begin{array}{ll} \vec{r}'_0(-\delta_0\cos\Phi,\ -\delta_0\sin\Phi,\ Z-Z_0) & \\ \vec{r}'_1(-\delta_1,\quad 0,\quad Z) & \end{array} \qquad \vec{ds}(0,\ 0,\ dZ)$$

et en posant parallèlement :

$$Z-Z_0=\delta_0\,\mathrm{sh}\,\tau'_0,\qquad r'_0=\delta_0\,\mathrm{ch}\,\tau'_0,$$
$$Z=\delta_1\,\mathrm{sh}\,\tau'_1,\qquad r'_1=\delta_1\,\mathrm{ch}\,\tau'_1;$$
$$R'=r'_0+r'_1,$$
$$\tau'=\tau'_0+\tau'_1=\arg\mathrm{sh}\,\frac{Z-Z_0}{\delta_0}+\arg\mathrm{sh}\,\frac{Z}{\delta_1}$$

Toutes ces transformations conduisent à l'expression suivante de l'onde observée au point P

$$(2)\qquad \Psi(P)=\varepsilon\psi(P)+\frac{1}{4\pi}\left\{\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{e^{-ikR}}{R}\,\frac{\sin\varphi}{\mathrm{ch}\,\tau+\cos\varphi}\,d\tau+\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{e^{-ikR'}}{R'}\,\frac{\sin\Phi}{\mathrm{ch}\,\tau'+\cos\Phi}\,d\tau'\right\}.$$

S'il s'agit de sources sphériques isotropes distribuées le long d'une droite passant par S_0 et parallèle aux bords de la fente, il suffira d'intégrer (2) par rapport à z_0. Pour cela, on pose

$$R^2=R_0^2+z_0^2;\qquad R'^2=R_0'^2+z_0^2.$$

En tenant compte de l'identité

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{e^{-ik\sqrt{R_0^2+z_0^2}}}{\sqrt{R_0^2+z_0^2}}\,dz_0=2\int_{0}^{\infty}\frac{e^{-ik\sqrt{R_0^2+z_0^2}}}{\sqrt{R_0^2+z_0^2}}\,dz_0=-\frac{\pi}{i}\,H_0^{(2)}(kR_0),$$

on obtient

$$(3)\qquad \Psi(P)=\varepsilon\psi(P)-\frac{1}{4i}\left\{\int_{-\infty}^{+\infty}H_0^{(2)}(kR_0)\,\frac{\sin\varphi}{\mathrm{ch}\,\tau+\cos\varphi}\,d\tau+\int_{-\infty}^{+\infty}H_0^{(2)}(kR'_0)\,\frac{\sin\Phi}{\mathrm{ch}\,\tau'+\cos\Phi}\,d\tau'\right\}.$$

$H_0^{(2)}(kR_0)$ est la fonction de Hankel de deuxième espèce d'ordre zéro; dans ces formules, on a omis le facteur e^{ikct}.

Lorsque le bord Z′Z s'éloigne à l'infini, il est aisé de voir que les secondes intégrales des formules (2) et (3) tendent vers zéro; en effet, $\sin\Phi \to 0$; ce qui reste des formules (2) et (3) donne l'onde diffractée par le bord $z'z$ du demi-plan, soit

$$\Psi(P) = \varepsilon\,\psi(P) + \frac{1}{4\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-ikR}}{R}\,\frac{\sin\varphi}{\operatorname{ch}\tau + \cos\varphi}\,d\tau$$

pour une source ponctuelle, et

$$\Psi(P) = \varepsilon\,\psi(P) - \frac{1}{4i}\int_{-\infty}^{+\infty} H_0^{(2)}k(R_0)\,\frac{\sin\varphi}{\operatorname{ch}\tau + \cos\varphi}\,d\tau$$

pour des sources distribuées le long d'une droite parallèle au bord du demi-plan.

Si la source ponctuelle S_0 est placée à l'infini, l'onde sphérique e^{-ikr_0}/r_0 devient l'onde plane $e^{-ik(\alpha x+\beta y)}$, α, β, étant les cosinus directeurs de la direction S_0O. Sur le bord du demi-plan, en O, on a $(x; y) = 0$. D'où l'expression suivante de l'onde plane diffractée

$$\Psi(P) = \varepsilon\,\psi(P) + \frac{1}{4\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ik\rho_1 \operatorname{ch}\tau_1}\,\frac{\sin\varphi}{\operatorname{ch}\tau_1 + \cos\varphi}\,d\tau_1. \tag{4}$$

On retrouve ainsi les mêmes formules que celles données par Rubinowicz (1), B. B. Baker et E. T. Copson (2).

Notons que toutes ces expressions sont indépendantes de l'inclinaison du plan sur l'axe Ox, ce qui veut dire que l'onde diffractée est la même pour tous les écrans noirs ayant mêmes bords rectilignes et même ombre géométrique.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) *Annalen der Phys.*, **53**, 1917, p. 257.

(2) *The Mathematical Theory of Huygens Principle*, Oxford, 1953, p. 86 et suiv.

MICROSCOPIE ÉLECTRONIQUE. — *Examen et identification de précipités intergranulaires au microscope électronique, par microfractographie.* Note (*) de MM. **Guy Henry** et **Jean Plateau**, présentée par M. Albert Portevin.

L'examen des surfaces de rupture intergranulaires au microscope électronique permet d'examiner les précipités intergranulaires dans la surface même du joint. Une attaque chimique de la surface de rupture peut être utile pour révéler les contours des précipités. Il est possible d'extraire les précipités intergranulaires dans la réplique elle-même et de les identifier par diffraction électronique.

Les surfaces de rupture peuvent être examinées commodément grâce à la profondeur de champ élevée du microscope électronique, technique à laquelle nous avons donné le nom de microfractographie (1). Des répliques

directes au carbone sont détachées électrolytiquement (²) des surfaces de rupture.

Lorsque la rupture, à basse température, suit les joints de grains, la microfractographie permet d'examiner les précipités intergranulaires dans le joint lui-même. Dans certains cas, cet examen peut se faire de manière satisfaisante sur la réplique de la cassure : c'est ce qui se produit en particulier si les précipités ont dans la direction perpendiculaire au joint une dimension supérieure à quelques centaines d'Angströms, ou bien si le mode de rupture de la matrice et celui de l'interface précipité-matrice présentent des faciès différents.

Le premier cas est illustré par la figure 1 qui représente la surface de rupture intergranulaire obtenue à — 196° C à partir de la sorbite d'un acier autotrempant au Ni-Cr (0,36 % C, 3,2 % Ni, 0,9 % Cr revenu 30 mn à 650° C). Les carbures intergranulaires ont des formes globulaires; à leur niveau la rupture se fait le long de l'interface carbure-ferrite, et ils apparaissent sur la micrographie en relief, ou en creux selon qu'ils sont restés enchâssés, ou non, sur la surface de rupture examinée. La figure 2 correspond à une austénite à 0,48 % C, 12 % Ni, 18,5 % Cr, 1,5 % V qui contient (après un revenu de 24 h à 900° C) un film discontinu de carbures aux joints des grains. La rupture à — 196° C est intergranulaire, et l'on peut distinguer sur la microfractographie les zones où elle a suivi *l'interface carbure-austénite* de celles où elle a emprunté un *clivage* dans le carbure [présence de « rivières » (²) sur la réplique du carbure] et de celles où elle s'est propagée le long du joint entre deux grains d'austénite : dans ces dernières zones, la rupture est ductile et présente le faciès à cupules habituel (²). Ainsi la différence de faciès de ruptures des divers constituants permet-elle, dans le cas présent, d'en distinguer les contours.

Mais fréquemment, la réplique de la surface de rupture ne montre pas nettement les contours des précipités : il est alors possible de les mettre en évidence par une attaque chimique de la surface de rupture, tout comme on le fait sur des échantillons métallographiques plans et polis. C'est ainsi qu'ont été observés dans un acier à 8 % Ni, 18 % Cr, 0,05 % C, les précipités intergranulaires apparaissant par un revenu de 1 h à 750° C, et qui produisent une fragilité intergranulaire à froid. Les figures 3 et 4 représentent des microfractographies obtenues soit directement sur la surface de rupture, soit après attaque dans un mélange d'acides nitrique et fluorhydrique. De plus une deuxième attaque pratiquée à travers la réplique avant qu'elle ne soit détachée de la surface de l'échantillon (selon une technique analogue à celle décrite par J. C. Fisher pour les répliques au formvar) permet de détacher les précipités et de les observer sur la réplique dans les positions relatives qu'ils occupaient dans le joint de grains. S'ils sont assez minces pour être traversés par les électrons, il est alors

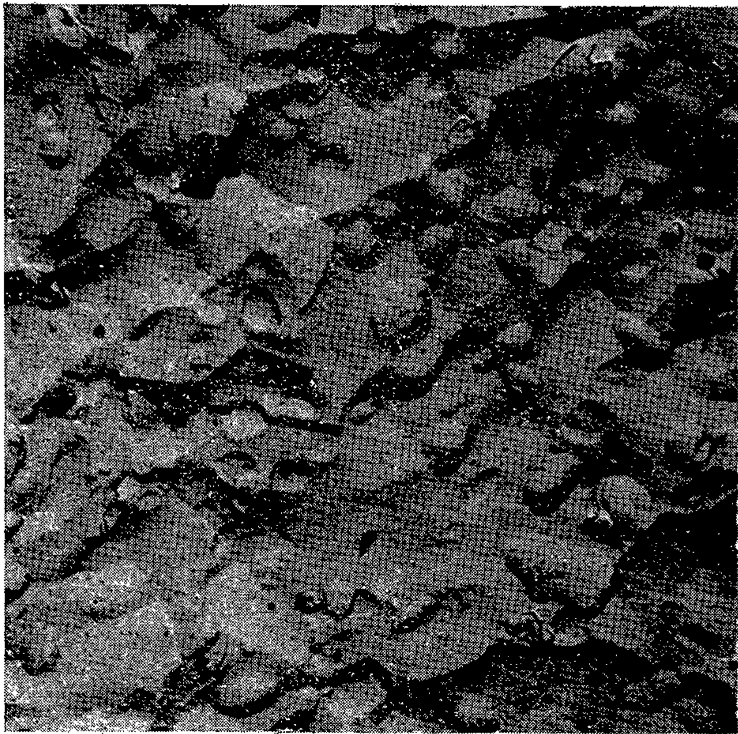


Fig. 1. μ

Fig. 2. μ

Fig. 1. — Acier à 0,36 % C, 3,2 % Ni, 0,9 % Cr. Revenu 30 mn à 650° C. Rupture intergranulaire à — 196° C. Microfractographie.

Fig. 2. — Acier à 0,48 % C, 12 % Ni, 18,5 % Cc, 1,5 % V. Revenu 24 h à 900° C. Rupture intergranulaire à — 196° C. Microfractographie.

Fig. 3. μ

Fig. 4. μ

Acier 18-8 à 0,055 % C. Revenu 1 h à 750° C.
Rupture intergranulaire à — 196° C. Microfractographies.

Fig. 3. — Sans attaque.

Fig. 4. — Après attaque.

Fig 5. μ

Fig .6. μ

Fig. 5. — Acier 18-8 à 0,055 % C. Revenu 1 h à 750° C. Rupture intergranulaire à — 196° C: Microfractographie après double attaque. Carbures extraits dans la réplique.

Fig. 6. — Acier à 11 % W, 4 % Cr, 1,5 % V, 0,5 % C. Microfractographie. Carbures extraits dans la réplique.

possible de les identifier par diffraction. Dans le cas de l'acier 18-8 précédent (*fig.* 5) nous avons vérifié que le précipité intergranulaire est constitué de carbure de chrome $Cr_{23}C_6$.

L'application de cette méthode nous a permis de montrer la présence du carbure $M_{23}C_6$ aux joints des grains d'un alliage 80-20 à 0,02 % C ayant subi un revenu de 16 h à 710° et de l'acier 18-12 au vanadium indiqué plus haut (*fig.* 2). Enfin nous avons trouvé du carbure de vanadium aux joints de grains d'un acier rapide 18-4-2 de fabrication industrielle, maintenu 10 mn à 1280° C, puis trempé à l'huile, et d'un acier élaboré dans un four de laboratoire ayant une composition voisine de la matrice de l'acier précédent (11 % W, 4 % Cr, 1,5 % V, 0,5 % C), après un traitement de 24 h à 1200° C puis de 5 mn à 1280° C, suivi d'une trempe à l'huile. Dans ce dernier cas les précipités ont été détachés avec la réplique sans qu'il soit nécessaire d'attaquer l'échantillon (*fig.* 6).

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) C. Crussard, R. Borione, J. Plateau, Y. Morillon et F. Maratray, *Rev. Métallurgie*, 53, 1956, p. 426.

(2) J. Plateau, G. Henry et C. Crussard, *Rev. Univ. des Mines*, 12, n° 10, 1956, p. 543.

(*Institut de Recherches de la Sidérurgie, Saint-Germain-en-Laye.*)

RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE. — *La mesure directe des moments caractéristiques de la structure de raie en résonance paramagnétique : Balayage sinusoïdal et analyse harmonique du signal.* Note (*) de M. **Jacques Hervé**, présentée par M. Louis de Broglie.

Je propose ici une méthode basée sur l'analyse harmonique pour mesurer directement les moments en résonance paramagnétique. Les notations restent les mêmes que dans une publication précédente (1).

Dans un spectrographe à balayage sinusoïdal, la fréquence du champ radioélectrique (2) est, à l'instant t :

$$f = f_c + \Delta f \sin \Omega t,$$

où f_c est la fréquence centrale, Δf la demi-largeur de balayage et Ω la pulsation de balayage. Le signal d'absorption est (*fig.* 1, *a* et *b*) :

$$\chi_2(f) = \chi_2(f_c + \Delta f \sin \Omega t) = s(t),$$

P. Grivet a proposé de faire l'analyse harmonique de ce signal et montré qu'elle permettrait d'identifier la forme de raie et de déterminer sa largeur (3). Mon but est ici de montrer que les moments sont eux aussi reliés de façon simple aux composantes de Fourier d'un signal.

Premier cas : La raie est assez étroite pour que le balayage couvre toute la partie significative de la courbe (cas de la figure 1). — Le balayage sera centré

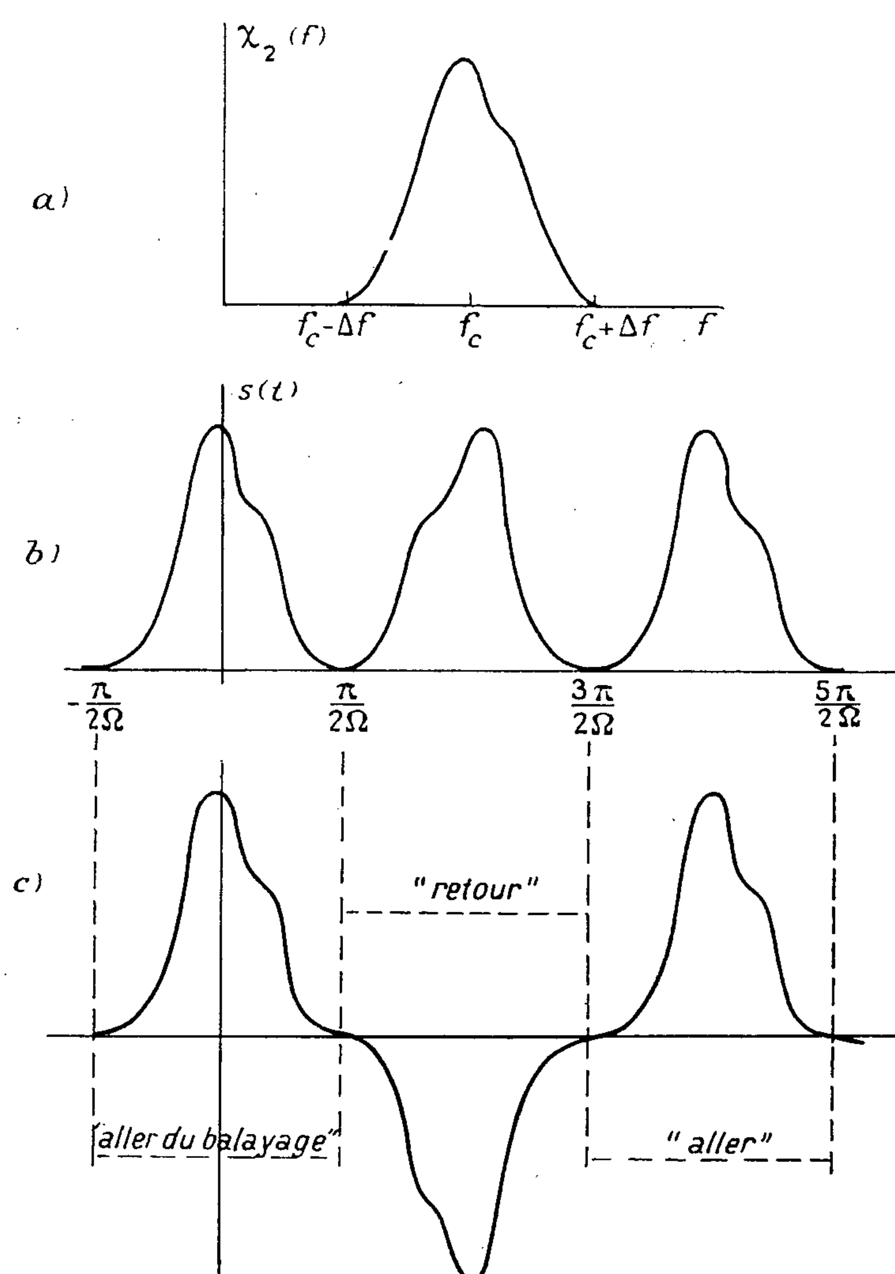


Fig. 1.

(a). Courbe d'absorption $\chi_2(f)$.

(b) et (c). Signaux $s(t)$ et $s_1(t)$ obtenus par balayage sinusoïdal de la courbe (a).

en f_0, fréquence de résonance ($f_c = f_0$); le moment d'ordre n peut s'écrire

$$\overline{(f-f_0)^n} = \frac{M_n}{M_0},$$

avec

$$M_n = \int_{f_0-\Delta f}^{f_0+\Delta f} \chi_2(f)\,(f-f_0)^n\,df = \Omega\,\Delta f^{n+1} \int_{-\frac{\pi}{2\Omega}}^{\frac{\pi}{2\Omega}} s(t)\sin n\Omega t \cos\Omega t\,dt,$$

M_n peut se mettre sous forme d'une combinaison linéaire, soit de

$$a_{2m-1} = \frac{2\Omega}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2\Omega}}^{\frac{\pi}{2\Omega}} s(t)\cos(2m-1)\Omega t\,dt \qquad \left(m = 1, 2, \ldots, \frac{n+2}{2}\right)$$

si n est pair, soit de

$$b_{2m} = \frac{2\Omega}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2\Omega}}^{\frac{\pi}{2\Omega}} s(t) \sin 2m\Omega t \, dt \qquad \left(m = 1, 2, \ldots, \frac{n+1}{2}\right)$$

si n est impair.

Par exemple

$$M_0 = \frac{\pi}{2} \Delta f a_1,$$

$$M_1 = \frac{\pi}{4} \Delta f^2 b_2,$$

$$M_2 = \frac{\pi}{8} \Delta f^3 (a_1 - a_3),$$

$$M_3 = \frac{\pi}{16} \Delta f^4 (2b_2 - b_4),$$

$$M_4 = \frac{\pi}{32} \Delta f^5 (2a_1 - 3a_3 + a_5).$$

Les intégrales a_{2m-1} et b_{2m} ressemblent aux composantes de Fourier du signal $s(t)$, mais l'intervalle d'intégration ne couvre qu'une demi-période. Nous étendrons cet intervalle en utilisant

$$s\left(\frac{\pi}{\Omega} - t\right) = s(t) \quad (\textit{fig. } 1b).$$

Les intégrales a_{2m-1} et b_{2m} deviennent

$$a_{2m-1} = \frac{\Omega}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2\Omega}}^{\frac{3\pi}{2\Omega}} s_1(t) \cos(2m-1)\Omega t \, dt,$$

$$b_{2m} = \frac{\Omega}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2\Omega}}^{\frac{3\pi}{2\Omega}} s_1(t) \sin 2m\Omega t \, dt,$$

où $s_1(t) = s(t)$ pendant toute demi-période « aller » du balayage

$$\left(k - \frac{1}{2}\right)\pi < \Omega t < \left(k + \frac{1}{2}\right)\pi$$

et $s_1(t) = -s(t)$ pendant toute demi-période « retour » du balayage

$$\left(k + \frac{1}{2}\right)\pi < \Omega t < \left(k + \frac{3}{2}\right)\pi \quad (\textit{fig. } 1c).$$

a_{2m-1} et b_{2m} sont ainsi les composantes de Fourier du signal $s_1(t)$ [les composantes a_{2m} et b_{2m-1} sont nulles puisque $s_1[(\pi/\Omega) - t] = -s_1(t)$].

En définitive la mesure des moments est ramenée aux deux opérations suivantes :

1. Réalisation de $s_1(t)$ par un commutateur-inverseur;

2. Analyse harmonique de $s_1(t)$. Si la raie est symétrique les composantes b sont nulles.

Deuxième cas : La raie est trop large pour que le balayage couvre toute la partie significative de la courbe d'absorption. — Le balayage ne couvre qu'un segment $(f_c - \Delta f < f < f_c + \Delta f)$ de la courbe (*fig.* 2). En appliquant la

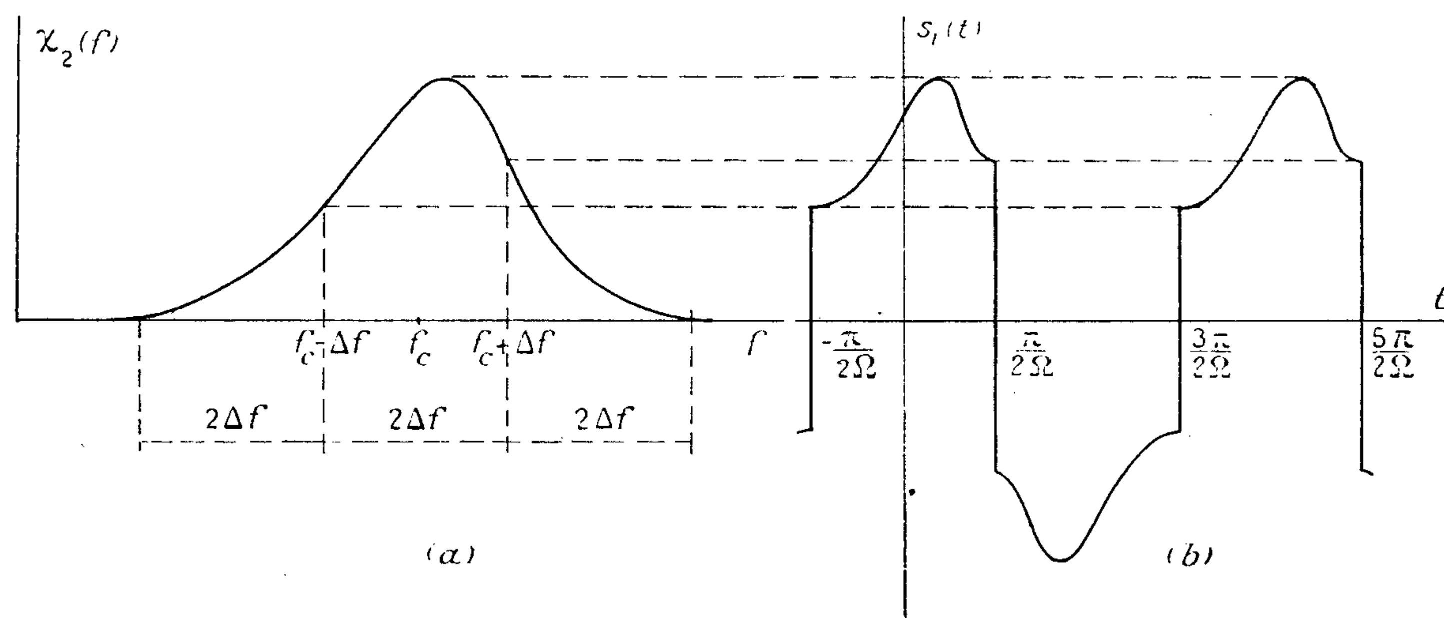


Fig. 2.

(a). La raie est décomposée en trois segments adjacents qui seront balayés sucessivement.
(b). Signal $s_1(t)$ obtenu par balayage du deuxième segment.

méthode précédente à ce segment de courbe on déterminera sa contribution au moment global de la courbe. Ce moment global s'obtiendra en sommant les contributions de segments adjacents que l'on balaiera successivement.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) J. Hervé, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 000.

(2) L'exposé qui va suivre reste naturellement valable aux notations près lorsque c'est le champ magnétique statique et non la fréquence du champ radioélectrique qui varie.

(3) P. Grivet, *Comptes rendus*, **233**, 1951, p. 397.

SPECTROSCOPIE. — *Étude qualitative du spectre transmis par des lames minces de* CuI *à* 77°K, *en fonction de leur épaisseur*. Note (*) de MM. **Serge Nikitine** et **René Reiss**, présentée par M. Jean Cabannes.

Des lames minces de CuI d'épaisseur variable de quelques microns à 0,05 μ ont été étudiées à 77°K par transmission. Cette étude montre que pour les faibles épaisseurs, le spectre d'absorption se réduit à quelques raies fines que nous suggérons d'appeler « raies ultimes », alors que le spectre continu disparaît.

Conformément aux théories admises, le spectre d'absorption d'un cristal ionique pur doit se composer d'une bande large s'étendant à l'ultraviolet et limitée par un palier de plus grande longueur d'onde et de raies spectrales

fines formant des séries convergeant vers la limite du spectre continu, du côté des grandes longueurs d'onde. Le spectre continu est attribué aux transitions de la bande de valence à la bande de conduction et devrait être large et très intense. Les raies d'absorption sont attribuées à des transitions vers des niveaux excitoniques.

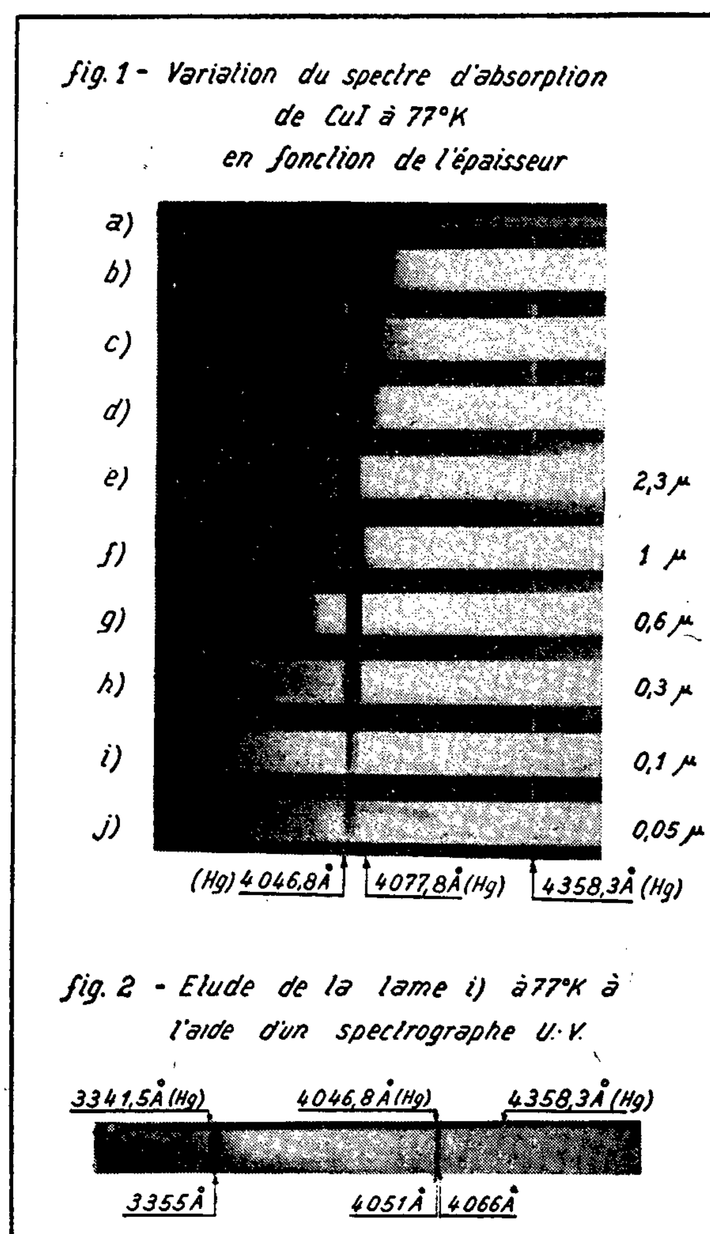
Ces prévisions semblaient être en accord avec ce que l'on observe avec des lames cristallines relativement épaisses aux basses températures. Mais, pour ces lames la structure du spectre continu ne peut pas être étudiée à cause d'une absorption trop élevée. Nous avons étudié des lames de diverses épaisseurs décroissantes; les lames les plus épaisses étaient obtenues par fusion, les lames minces étaient obtenues par sublimation. L'étude expérimentale a été faite sur CuI principalement, mais des résultats analogues ont été obtenus pour un grand nombre de substances. Les spectres ont été étudiés à 77°K. On notera qu'à cette température, les raies d'exciton sont floues et ne ressortent pas toutes dans le spectre d'absorption.

La figure 1 représente les spectres d'absorption obtenus avec des lames de CuI à 77° K de diverses épaisseurs. Les spectres *a* et *b* concernent des lames épaisses fondues entre deux lamelles de verre. Leur épaisseur est de l'ordre de 5 à 10 μ. Le spectre *a* présente un bord d'absorption débutant vers 4115 Å.

La raie qui apparaît en *b* correspond au doublet 4106-4102 Å observé à 4° K; elle est suivie d'un bord d'absorption vers 4090° A. Les spectres *c* et *d* ont été obtenus avec des lames sublimées dont l'épaisseur, de l'ordre de 3 à 5 μ n'a pu être évaluée par interférométrie. Ils présentent tous deux un bord d'absorption débutant vers 4084 Å pour *c* et 4077 Å pour *d*. Les raies observées à 4° K [4106 et 4093 Å pour la lame *c*, 4106, 4093 et 4079 Å pour la lame *d*] ne ressortent pas nettement. La photographie *e* donne le spectre obtenu avec une lame de 2,3 μ d'épaisseur, mais avec un temps de pose beaucoup plus long que pour les autres spectres. Un raie large apparaît alors de 4036 à 4067 Å, suivie d'un minimum d'absorption vers 4032 Å et d'un fond continu. Cette lame a, par ailleurs, déjà été étudiée au point de vue absorption à 4° K (1) émission à 77 et à 4° K (2) et réflexion (3). Les spectres *f*, *g*, *h*, *i*, *j*, correspondant à des lames d'épaisseur décroissante de 1 à 0,05 μ, montrent comment la raie large obtenue en *e* s'amincit et présente une structure fine composée de deux raies $\lambda = 4051$ et 4066 Å, la première étant plus large et plus intense que la seconde. On voit aussi comment le spectre continu s'évanouit peu à peu, en laissant apparaître en *g* une raie d'absorption nouvelle $\lambda = 3992$ A, mais de très faible intensité. La lame *i* a été étudiée également à l'aide d'un spectrographe ultraviolet; elle présente, outre les raies 4051 et 4066 Å, la raie d'absorption $\lambda = 3355$ Å déjà signalée (4). Aucun fond continu d'absorption n'apparaît dans la limite de transparence du verre.

On voit que le résultat de cette étude est contraire aux conclusions que l'on peut tirer de la théorie des bandes. En effet, pour des lames de faibles épais-

seurs, la bande large d'absorption continue disparaît complètement et l'absorption se réduit à deux raies dans le visible et une dans l'ultraviolet. Elles sont étroites déjà à 77° K. Les deux raies dans le visible se trouvent à la limite de la convergence de la série des raies d'exciton. Nous les appellerons (ainsi que la raie ultraviolette) *raies ultimes*. Il n'est pas possible de se rendre compte si la raie ultraviolette est également accompagnée à plus grande épaisseur, par d'autres raies d'exciton, car l'absorption continue empêche leur étude aux plus fortes épaisseurs.



Deux interprétations différentes peuvent être avancées semble-t-il.

1° En admettant que la loi de Lambert s'applique pour toutes les épaisseurs envisagées, on doit conclure que les spectres des lames épaisses possèdent la même structure que celui des lames minces et que l'absorption continue que l'on observe est faible, par rapport à l'absorption des raies ultimes; les coefficients d'absorption sont probablement inférieurs dans un rapport de l'ordre de 1 à 100. On doit alors admettre que les transitions vers des niveaux excitoniques (ou analogues) des raies ultimes sont de loin plus probables que les transitions entre les niveaux des bandes de valence et de conduction (à moins de mettre en doute les propriétés admises de celles-ci). Cette conclusion est très inattendue et conduit à croire que notre compréhension théorique du spectre d'absorption est très imparfaite.

2° On peut se demander aussi si la loi de Lambert s'applique encore aux faibles épaisseurs des films polycristallins. Il est certain que des épaisseurs limites à l'application de la loi de Lambert doivent exister et l'on pourrait se demander si elles ne sont pas atteintes dans nos expériences. En effet, le volume occupé par un exciton dans un milieu d'indice n est en rapport avec le diamètre de l'orbite de Bohr de l'état correspondant. Or, pour $n = 3$, on a approximativement $D_{exc} \approx 10 k^2 10^{-8}$ cm, où k est le nombre quantique. Ainsi, pour $k = 7$, $D_{exc}^{(7)} \approx 500$ Å, valeur comparable avec l'épaisseur de certains de nos films. Or, nous avons observé dans différents cas, des raies d'exciton correspondant à $k = 7$. On pourrait alors se demander si le spectre continu ne disparaît pas pour de faibles épaisseurs des films, à cause du fait que l'électron reste toujours lié à la lacune d'électron aux distances compatibles avec l'épaisseur du film. Si ces considérations devaient être correctes, elles permettraient une évaluation assez inattendue des dimensions des excitons. Il est toutefois à noter que nos observations sur les rayons manquants ([3]) et d'autres expériences en cours donnent des indications qui seraient plutôt en faveur de la première interprétation.

Quelle que soit l'interprétation qui devra finalement être retenue, il est certain que ces expériences conduisent à un aspect inattendu de la question.

(*) Séance du 25 février 1957.

([1]) S. Nikitine, R. Reiss et G. Perny, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2540.

([2]) R. Reiss, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 902; S. Nikitine et R. Reiss, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 1017.

([3]) S. Nikitine et R. Reiss, lettre à la rédaction à paraître au *Journal de Physique*, janvier 1957.

([4]) S. Nikitine et R. Reiss, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1003.

EFFET RAMAN. — *Vibrations des ions hexahydratés* $M(H_2O)_6$ *dans les cristaux des sulfates orthorhombiques à sept molécules d'eau.* Note (*) de M. **Robert Lafont**, présentée par Jean Cabannes.

Le calcul des fréquences fondamentales de l'octaèdre régulier XY_6 et l'identification de la vibration totalement symétrique des ions hydratés $Mg(H_2O)_6$ et $Zn(H_2O)_6$, permet d'attribuer à ces ions les fréquences observées entre 200 et 400 cm^{-1} dans les spectres Raman des monocristaux de $SO_4Mg(H_2O)_7$ et $SO_4Zn(H_2O)_7$.

1. Les rayons X ont montré ([1]) l'existence, dans les sulfates orthorhombiques de la série magnésienne, de l'ion hydraté $M(H_2O)_6$, M désignant le métal. Cet ion a dans la maille la forme d'un octaèdre que l'on peut considérer comme régulier pour le calcul approché de ses vibrations fondamentales. L'octaèdre régulier XY_6 appartient au groupe Oh et a six vibrations fondamentales (ν_1 à ν_6) dont trois seulement ν_1, ν_2, ν_3 (de types respectifs A_{1g}, E_g, F_{2g}) sont actives en effet Raman.

J. P. Mathieu ([2]) a calculé la fréquence de la vibration totalement symétrique ν_1 dans le cas particulier de l'ion hydraté $Mg(H_2O)_6$ et a trouvé la valeur $\nu_1 = 381$ cm^{-1}. Cette fréquence est d'ailleurs trouvée expérimentalement (J. P. Mathieu, *loc. cit.*) avec des valeurs très peu modifiées par la nature du métal M, sous forme d'une raie polarisée, large et forte, dans les spectres Raman de plusieurs cristaux comportant l'ion hexahydraté $M(H_2O)_6$, ainsi d'ailleurs que dans les solutions de ces corps.

Résultats expérimentaux. — Nous avons trouvé ([3]) dans nos spectres Raman de basse fréquence des monocristaux de $SO_4Mg(H_2O)_7$ et $SO_4Zn(H_2O)_7$, la fréquence ν_1 de l'ion hexahydraté à 370 cm^{-1} pour le sulfate de Mg et à 394 cm^{-1} pour le sulfate de Zn, sous forme d'une raie forte de type A_1, ce qui est bien conforme aux conclusions de J. P. Mathieu. Ces raies sont accompagnées sur nos clichés dans la région 200-400 cm^{-1}, de spectres présentant beaucoup d'analogies d'un cristal à l'autre, en fréquences et en intensités, dont le tableau I donne le détail :

Tableau I.

Types.	A_1.	B_1.	B_2.	B_3.	Moyenne des fréquences.
SO_4Mg	370	–	–	–	370
	208	191	201	219	205
	238	247 (?)	253	294	258
SO_4Zn	394	–	–	–	394
	205 ; 190	192	193	218	200
	226 ; 239	244	241	?	239 ou 252 (*)

(*) Si l'on admet l'existence d'une raie B_3, trop faible pour apparaître, et correspondant à B_3 (294) de SO_4Mg.

L'ordre de grandeur de ces fréquences incite à penser que celles-ci pourraient dériver des deux autres vibrations ν_2 et ν_3 de l'octaèdre.

2. Eucken et Sauter ([4]) ont calculé les six fréquences fondamentales de l'octaèdre régulier XY_6. Le calcul basé sur l'hypothèse très générale de forces centrales dérivant d'un potentiel donne six relations où interviennent sept constantes de force. Nous avons déduit des équations ainsi établies la relation $\nu_3^2/(\nu_1^2 - \nu_2^2) = 2/3$ qui permet de calculer une de ces trois fréquences en fonction des deux autres, par exemple en fonction de ν_1 et ν_2.

En prenant

$$\left.\begin{array}{ll}\text{pour } Mg(H_2O)_6 : & \nu_2 = 205 \text{ cm}^{-1} \\ \text{» } Zn(H_2O)_6 : & \nu_2 = 200 \text{ cm}^{-1}\end{array}\right\} \text{(valeurs moyennes)},$$

on trouve pour ν_3 les valeurs données dans le tableau II (en cm^{-1}).

L'accord avec l'expérience peut être considéré comme très satisfaisant, particulièrement pour $Mg(H_2O)_6$, surtout si l'on tient compte du fait qu'il est

impossible de prévoir l'effet de l'anharmonicité des vibrations. Aussi pouvons-nous considérer les fréquences de la région 200-400 cm^{-1} comme dérivant des vibrations fondamentales de l'octaèdre $M(H_2O)_6$.

TABLEAU II.

	ν_1 exp.	ν_2 exp.	ν_3 calc.	ν_3 exp.	ν_4 calculées	ν_5 calculées	ν_6 calculées	q/e calc. ([5])
$Mg(H_2O)_6$.......	370	205	251	258	134	269	499	1,07
$Zn(H_2O)_6$.......	394	200	276	239 (ou 252)	276	148	275	1,29

3. En supposant que les forces agissant entre les atomes soient des forces de Coulomb, Eucken et Sauter ont donné les expressions de six constantes, sur les sept introduites, en fonction de la quantité $\varepsilon = q^2/R_0^3$ (q étant la charge des atomes extérieurs de l'octaèdre et R_0 la distance de ces atomes à l'atome central).

Dans ces conditions, à partir des valeurs expérimentales des deux fréquences ν_1 et ν_2, il nous a été possible de calculer (tableau II) les valeurs des trois fréquences ν_4, ν_5 et ν_6 actives en absorption infrarouge, ainsi que celle de la quantité $\varepsilon = q^2/R_0^3$ dont on déduit le rapport q/e (e charge de l'électron).

L'absence de données expérimentales sur l'absorption infrarouge de nos cristaux, ne permet pas de vérifier les conclusions relatives à ν_4, ν_5 et ν_6.

Mais il convient de noter que la charge calculée q des molécules d'eau est très voisine de la charge élémentaire e ([5]). Ce résultat est en bon accord avec le modèle de la molécule d'eau de Bernal et Fowler ([6]); il confirme la nature électrostatique des forces liant les molécules d'eau dans les cristaux ioniques.

Inversement, en admettant pour le rapport q/e la valeur 1, on peut calculer les deux fréquences ν_2 et ν_3 actives en effet Raman, à partir de *la seule fréquence* ν_1. Les valeurs calculées présentent une bonne concordance avec l'expérience. Cette concordance est améliorée encore en prenant pour masse m_1 la valeur 16/N.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) BEEVERS et SCHWARTZ, *Z. Krist.*, 1935, p. 163.

(2) *Comptes rendus*, **231**, 1950, p. 896.

(3) *Voir* les conditions expérimentales et les notations adoptées, dans les mémoires : BOUHET-LAFONT, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1263; BOUHET-LAFONT, *J. Chim. phys.*, **46**, 1949, p. 66.

(4) *Z. phys. Chem.*, **26**, p. 463.

(5) Les valeurs du rapport q/e deviennent respectivement 1,01 et 1,15 si l'on prend pour masse m_1 des atomes extérieurs de l'octaèdre non la masse (18/N) de la molécule d'eau, mais celle (16/N) de l'atome d'oxygène (cas des hydrogènes « en pont » ne participant pas directement aux vibrations de l'octaèdre).

(6) *J. Chem. Phys.*, 1933, p. 515.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur les moments magnétiques et quadrupolaires et les transitions électromagnétiques dans le modèle collectif.* Note (*) de M. **Jean Yoccoz**, transmise par M. Frédéric Joliot.

Dans le cas de fortes déformations, on peut décrire le mouvement de rotation du noyau par la fonction d'onde (1), (2), (3)

$$\Phi_{\mathrm{I}}^{\mathrm{M}}(x)=\int \mathcal{D}_{\mathrm{MK}}^{*\mathrm{I}}(\mathrm{R})\,\Phi^{\mathrm{K}}(x')\,d\mathrm{R},$$

R étant la rotation qui permet de passer du système du laboratoire au système d'axes intrinsèques et $\Phi^{\mathrm{K}}(x')$ la fonction d'onde du modèle en couches dans ce dernier système. On suppose ici une déformation axiale, I, K, M sont les quantités introduites par A. Bohr et B. Mottelson (4). On considérera ici le cas $\mathrm{K}\neq 1/2$. La valeur moyenne d'un opérateur tensoriel $\mathrm{T}_{j\mu}(x)$ s'écrit

$$\langle \mathrm{T}_{j\mu}\rangle=\frac{\langle \Phi_{\mathrm{I}}^{\mathrm{M}}\,|\,\mathrm{T}_{j\mu}\,|\,\Phi_{\mathrm{I}}^{\mathrm{M}}\rangle}{\langle \Phi_{\mathrm{I}}^{\mathrm{M}}\,|\,\Phi_{\mathrm{I}}^{\mathrm{M}}\rangle}$$

$$=\langle \mathrm{I}j\mathrm{M}\mu\,|\,\mathrm{I}j\mathrm{IM}\rangle\sum_{\nu,\mu'}\langle \mathrm{I}j\mathrm{IK}\,|\,\mathrm{I}j\nu\mu'\rangle\,\frac{\int \sin\beta\,d\beta\,dx''\,d_{\mathrm{K}\nu}^{\mathrm{I}}(\beta)\,\overset{*}{\Phi}{}^{\mathrm{K}}(x'')\,\mathrm{T}_{j\mu'}(x'')\,e^{i\mathrm{J}''_{y}\beta}\,\Phi^{\mathrm{K}}(x'')}{\int \sin\beta\,d\beta\,dx''\,d_{\mathrm{KK}}^{\mathrm{I}}(\beta)\,\overset{*}{\Phi}{}^{\mathrm{K}}(x'')\,e^{i\mathrm{J}''_{y}\beta}\,\Phi^{\mathrm{K}}(x'')}$$

$d_{mm'}^{\mathrm{I}}$ est l'élément de matrice réduit de E. P. Wigner (5).

On utilisera les trois approximations suivantes, essentiellement équivalentes à une intégration par la méthode du col, et qui peuvent se justifier comme dans (1).

1° $\mathrm{N}(\beta)=\int \Phi^{\mathrm{K}}(x'')\,e^{i\mathrm{J}''_{y}\beta}\,\Phi^{\mathrm{K}}(x'')\,dx''$ est une fonction présentant un maximum très aigu pour $\beta=0$:

(1) $$\mathrm{N}(\beta)=\simeq e^{-\mathrm{B}\beta^2}.$$

2° $\mathrm{O}(\beta)=\int \overset{*}{\Phi}{}^{\mathrm{K}}(x'')\,\mathrm{O}\,e^{i\mathrm{J}''_{y}\beta}\,\Phi^{\mathrm{K}}(x'')\,dx''=\mathrm{N}(\beta)[\mathrm{O}_0+\mathrm{O}_1\beta+\ldots]$ (2) où O est un opérateur somme d'opérateurs n'agissant que sur une ou deux particules. Le développement précédent, par intégration, sera transformé en un développement rapidement convergent en 1/B.

3° Il sera toujours possible de ne garder, dans $d_{mm}^{\mathrm{I}}(\beta)$, que le terme de plus bas degré en β.

Dans l'état (I, M, K), le moment magnétique s'écrit alors, en négligeant une contribution M_x de l'ordre de 1/B par rapport aux suivantes :

(3) $$\langle \mathrm{M}_z\rangle=\frac{\mathrm{I}(\mathrm{I}+1)-\mathrm{K}^2}{\mathrm{I}+1}\,g_{\mathrm{R}}+\frac{\mathrm{K}^2}{\mathrm{I}+1}\,g_{\mathrm{K}},$$

avec

$$g_K = \frac{1}{2K} \frac{\int \left(\cos\frac{\beta}{2}\right)^{2I} \overset{*}{\Phi}{}^K(x'') \left[e^{iJ''_y\beta} M''_z + M''_z e^{iJ''_y\beta} \right] \Phi^K(x'')\, dx'' \sin\beta\, d\beta}{\int \left(\cos\frac{\beta}{2}\right)^{2I} \overset{*}{\Phi}{}^K(x'')\, e^{iJ''_y\beta} \Phi^K(x'')\, dx'' \sin\beta\, d\beta},$$

$$g_R = \frac{\int \left(\cos\frac{\beta}{2}\right)^{2I-1} \sin\frac{\beta}{2} \overset{*}{\Phi}{}^K(x'') \left[-iM''_y e^{iJ''_y\beta} \right] \Phi^K(x'')\, dx'' \sin\beta\, d\beta}{\int \left(\frac{\beta}{2}\right)^{2I} \overset{*}{\Phi}{}^K(x'')\, e^{iJ''_y\beta} \Phi^K(x'')\, dx'' \sin\beta\, d\beta}.$$

La formule (3) est identique à celle donnée par Bohr et Mottelson. De même on peut montrer que les formules générales données par ces auteurs et reliant moments quadrupolaires intrinsèques, g_K et g_R aux éléments de matrice réduits pour les transitions électromagnétiques E_2 et M_1 sont encore valables dans notre modèle. Le caractère essentiel de ce dernier est de permettre d'évaluer g_R comme il a permis d'évaluer le moment d'inertie. (6) montre que g_R est le facteur gyromagnétique correspondant à une rotation autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie. En utilisant (1) et (2), on trouve, au premier ordre en $1/B$ [$B \sim \langle J_y^2 \rangle / 2$, de l'ordre de 40]

$$g_K \sim \frac{1}{K} \langle M_z \rangle; \qquad g_R = \frac{\langle J_y M_y \rangle}{\langle J_y^2 \rangle},$$

les éléments de matrice indiqués ci-dessus étant pris par rapport à Φ^K. g_R étant un facteur collectif, est peu sensible au caractère pair-pair ou pair-impair des noyaux. Des calculs ont été faits.

a. en prenant un potentiel harmonique déformé comme dans (1). Pour des noyaux de masse ~ 160,

$$g_R \simeq 0,37;$$

b. en prenant les fonctions d'onde de Nilsson ([6]) qui permettent une prévision plus exacte de la succession des niveaux pour Φ^k.

La deuxième représentation [Appendice A de ([6])] a été utilisée, mais la contribution des opérateurs f_+ et f_- a été évaluée pour un puits de potentiel harmonique seulement, puisque cette contribution : *a*. est relativement faible sans être négligeable; *b*. ne fait pas intervenir de spins; *c*. est relativement insensible à l'ordre des niveaux parceque intéressant plusieurs couches N. Elle est de l'ordre de 15 pour $\langle J_y^2 \rangle$ (en unités h^2) et 5 pour $\langle J_y M_y \rangle$. Le choix $\mu = 0,55$ ou $0,45$ pour la couche $N = 4$ des protons n'altère les résultats finaux que de quelques pour cent. Les moments magnétiques liés aux spins n'interviennent pratiquement pas ($\langle J_y M_y \rangle_p \simeq \langle J_y^2 \rangle_p$; $\langle J_y M_y \rangle_n \simeq 0$, les indices p et n indiquant que les moyennes intéressent les protons et les neutrons respectivement), et le moment magnétique est essentiellement dû à un transport de charge. Finalement, pour $\eta = 6$ [$\beta \sim 0,3$], on trouve des valeurs de g_R diminuant graduellement de 0,36 à 0,30 pour des noyaux de masse A croissant

de 150 à 170, et tombant (après le passage par ^{171}Yb $K = 1/2$) à une valeur voisine, ou inférieure, à 0,20. La valeur de g_R obtenue est inférieure à la valeur avancée par Bohr et Mottelson [$g_R \sim 0{,}4 = Z/A$] parce qu'ici

$$g_R \simeq \frac{\langle J_y^2 \rangle_p}{\langle J_y^2 \rangle_p + \langle J_y^2 \rangle_n} \quad \text{et} \quad \frac{\langle J_y^2 \rangle_p}{\langle J_y^2 \rangle_n} < \frac{Z}{N}$$

parce que les neutrons occupent des états de moments angulaires plus élevés en moyenne. La diminution de g_R à mesure que Z passe de 60 à 70 est liée au fait que ce passage correspond essentiellement à un remplissage de la couche $N = 4[\langle J_y^2 \rangle_p \rightarrow 0]$. Le saut pour ^{171}Yb est dû à une grande augmentation de $\langle J_y^2 \rangle_n$. Les résultats expérimentaux sont encore incertains (N. P. Heydenburg, G. N. Temmer (7). Pour neuf nuclides dans cette région, ils donnent quatre valeurs voisines de 0,4 et 5 de l'ordre de 0,2. Il ne semble pas possible de reproduire, dans notre modèle, les larges fluctuations de g_R observées par ces auteurs. Blin-Stoyle (8), d'autre part, donne pour g_R (^{181}Ta) une valeur 0,19-0,32 en accord avec notre théorie.

(*) Séance du 11 février 1957.
(1) J. Yoccoz, *Thèse*, Paris, 1956.
(2) R. Peierls et J. Yoccoz (sous presse).
(3) J. Yoccoz, *J. Phys. Rad.*, **17**, 1956, p. 517.
(4) *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **27**, n° **16**, 1953.
(5) *Gruppentheorie*, 1931.
(6) *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **29**, n° **16**, 1955
(7) *Phys. Rev.*, **104**, 1956, p. 981.
(8) *Rev. Mod. Phys.*, **28**, 1956, p. 75.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la relation parcours-énergie des ions* ^7Li *dans les émulsions nucléaires Ilford* C_2. Note (*) de M. **Jean-Pierre Lonchamp**, transmise par M. Fréderic Joliot.

Les particules provenant de la réaction du Be bombardé par des α de 375 MeV sont triées magnétiquement et reçues dans des émulsions C_2 placées à différentes valeurs de Hρ. Le groupe ^7Li est identifiable, son énergie se déduit de celle des protons de même Hρ. Six points de la courbe parcours-énergie de ^7Li sont déterminés. On discute l'ensemble de la courbe à la lumière des plus récentes mesures.

Les particules provenant de la réaction du Be bombardé par des α de 375 MeV sont triées magnétiquement et reçues dans des émulsions nucléaires Ilford C_2 placées à différentes valeurs de Hρ suivant un dispositif dû à Barkas (1). Les énergies des particules sont déterminées à partir de celles des protons enregistrés par l'émulsion dont on mesure les parcours. On s'est servi de la courbe classique Parcours-Énergie des protons (2), (3), (4). Pour une même valeur de Hρ, on mesure la longueur de toutes les traces. Ce spectre

fait apparaître les groupes ${}^{1}_{1}H$; ${}^{2}_{1}H$; ${}^{3}_{2}He$; ${}^{4}_{2}He$; ${}^{3}_{1}H$; ${}^{6}Li + {}^{7}Be + {}^{8}B$; ${}^{7}_{3}Li$, etc. Les variations des longueurs moyennes des groupes ${}^{1}_{1}H$ et ${}^{7}_{3}Li$ en fonction du $H\rho$ peuvent être déterminées avec une précision très satisfaisante sur deux plaques. Le détail des mesures sera publié ailleurs. Nous avons déterminé ainsi six points de la courbe Parcours-Énergie des ions ${}^{7}_{3}Li$.

Énergie (MeV).	Parcours (μ).	Énergie (MeV).	Parcours (μ).
25,22 ± 0,1	80,76 ± 0,8	9,55 ± 0,04	20,34 ± 0,25
24,56 ± 0,1	77,4 ± 0,8	9,29 ± 0,04	19,48 ± 0,25
23,94 ± 0,1	74,4 ± 0,7	9,02 ± 0,04	18,74 ± 0,25

Soit un ion de charge Z, de masse M ; R_v son parcours pour une vitesse initiale v. Soit $R_{p,v}$ le parcours d'un proton de même vitesse initiale. On a la relation $R_v = R_{p,v} M/M_p Z^2 + C$. La constante C est indépendante de v pour toute vitesse supérieure à celle où la charge effective cesse d'être égale à la charge nucléaire. En dessous de cette valeur C est une fonction lentement décroissante lorsque la vitesse décroit. La comparaison des parcours en vue du calcul de C doit se faire pour des émulsions de même pouvoir d'arrêt c'est-à-dire de même densité. La courbe classique parcours-énergie des protons est valable pour une densité dont la valeur est encore controversée. La densité des émulsions utilisées pour ce travail ne nous est pas connue. Fort heureusement le calcul montre que dans le cas de nos mesures, par un effet de compensation, la valeur de C n'est pratiquement pas affectée par une variation de densité.

Dans le domaine d'énergie supérieur à 9 MeV on obtient une valeur moyenne $C = 2,9\ \mu$. La constante C s'obtenant par la différence de deux termes relativement grands par rapport à sa valeur est accompagnée d'une marge d'incertitude assez considérable en valeur relative, de l'ordre de 1 μ. D'autres auteurs ont déterminé des points expérimentaux de la courbe parcours-énergie du lithium. Barkas ([5]) donne cinq points de ${}^{8}_{3}Li$ entre 4 et 22,4 MeV la valeur de C que l'on en déduit varie de 2,9 à 4,4 μ, cette variation assez grande peut être due à un effet de densité. Les points de Gilbert ([6]), d'Armstrong, Frye ([7]) couvrent un domaine d'énergie plus bas.

Rappelons les études semi-théoriques de Wilkins ([8]), Lonchamp ([9]), Livesey ([10]) ; avec les données actuellement à notre disposition il est possible de tracer une courbe parcours-énergie des ions ${}^{7}_{3}Li$ et, partant, de tous les ions Li. Cette courbe est valable pour des émulsions Ilford C_2 d'une densité correspondant à la validité de la courbe classique des protons. Pour les énergies supérieures à 9 MeV la courbe se déduit de celle des protons en utilisant la valeur $C = 2,9\ \mu$.

En dessous de notre dernier point expérimental nous extrapolons la courbe en nous servant :

a. d'un point déduit des mesures de Gilbert ([6]) en accord avec les mesures

de Armstrong-Frye ([7]). Transformé en ^{7}Li ce point est E = 3,73 MeV, R = 7,4 μ. La constante C relative à ce point est de 2,65 μ. Comme critère d'extrapolation nous utilisons l'hypothèse qu'entre 9 et 3,7 MeV la constante C diminue proportionnellement à la vitesse de 2,9 à 2,65 μ;

b. du point ^{7}Li de Cüer-Lonchamp ([11]) : E = 0,84 MeV, R = 2,04 μ obtenu par la réaction ^{10}B($n\alpha$) ^{7}Li. Ce dernier point peut difficilement être remis en question malgré quelques difficultés de discrimination.

C'est en dessous de 3 MeV que les divergences entre les courbes proposées sont les plus sérieuses. Dans un travail récent Livesey ([12]) en étudiant les photodésintégrations des éléments légers contenus dans l'émulsion a pu obtenir un grand nombre de points ^{7}Li dans la région particulièrement intéressante entre 3 et 10 μ. Il en déduit une relation parcours-énergie en parfait accord avec notre point à 0,84 MeV. Il semble intéressant de relever que les parcours obtenus à partir de ^{8}Li semblent systématiquement supérieurs à ceux obtenus à partir de ^{7}Li ou ^{6}Li. Des mesures sont en cours pour élucider ce dernier point.

Relation parcours-énergie de ^{7}Li *dans une émulsion Ilford* C_2.

Énergie (MeV).	Parcours (μ).	Énergie (MeV).	Parcours (μ).	Énergie (MeV).	Parcours (μ).
0,84	2,0	9,55	20,3	31,1	113
1,90	4,0	11,0	24,1	41,2	178
3,00	6,0	13,0	30,3	49,2	239
3,73	7,4	15,6	38,9	58,3	317
4,40	8,55	18,4	49,9	69,6	429
5,39	10,40	20,9	60,35	82,4	572
6,23	12,1	24,6	77,4	93,5	710
7,63	15,3	26,1	85,0	98,5	778
9,02	18,7				

(*) Séance du 25 février 1957.

([1]) Barkas et Bowker, *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 207.
([2]) Cuer-Jung, *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 52.
([3]) Barkas-Young, *U. C. R. L.*, 2589 Rev.
([4]) Vigneron, *J. Phys. Rad.*, 14, 1953, p. 145.
([5]) *Phys. Rev.*, 89, 1953, p. 1019.
([6]) *U. C. R. L.*, 2771, 1954.
([7]) *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 335.
([8]) *J. J. Reports, A. E. R. E.*, G/R, 664, Harwell, 1951.
([9]) *J. Phys. Rad.*, 14, 1953, p. 89.
([10]) *Canad. J. Phys.*, 34, 1956, p. 200.
([11]) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1824.
([12]) *Canad. J. Phys.*, 34, 1956, p. 219.

(*Laboratoire de Physique corpusculaire, Strasbourg.*)

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la préparation d'émulsions photographiques « nucléaires » au chlorure d'argent.* Note de MM. **Henri Gauvin** et **Wilfrid Sebaoun**, tranmise par M. Frédéric Joliot.

Des essais préliminaires de préparation d'émulsions photographiques nucléaires au ClAg, entrepris à la suite des résultats obtenus par l'un de nous (H. G.) pour les émulsions à l'iodobromure d'argent, avaient montré qu'on pouvait obtenir des émulsions de qualités comparables à celles des émulsions commerciales au BrAg, mais la reproductibilité n'était pas assurée, notamment en ce qui concerne l'intensité du voile et la grosseur des grains. Nous avons repris ce travail en portant notre attention essentiellement sur le contrôle des conditions de la précipitation, phase la plus délicate du processus de préparation des émulsions.

A. Technique de précipitation. — Nous procédons par la méthode du double jet. Les solutions titrées (3,53 N) de NO_3Ag et de ClNa sont introduites dans un bécher contenant une solution de gélatine, à l'aide de seringues de 50 cm³ dont les pistons sont mus chacun à une vitesse déterminée par des moteurs électriques. La précipitation s'effectue au sein de la solution de gélatine (type « positive lente » Rousselot n° 4 708, 3,8 g pour 50 cm³ d'eau pour 30 cm³ de solution de NO_3Ag) à 35° C (cette température permet la dispersion des grains, mais elle a été choisie volontairement basse pour limiter la maturation physique). On contrôle l'activité des ions Ag^+ pendant la précipitation par potentiométrie, en mesurant le potentiel d'une électrode d'argent plongeant dans l'émulsion relativement à une électrode au calomel « normale ». On fixe le pAg dans une zone déterminée en réglant l'avance initiale en ClNa et les vitesses d'écoulement des solutions. L'émulsion coulée immédiatement après précipitation dans une cuvette de porcelaine séjourne une nuit au réfrigérateur, puis le gel est fragmenté en « nouilles », lavé à l'eau distillée et égoutté. On procède alors à la refonte (37-38° C) et l'on ajoute un plastifiant (glycérine) et un tannant (alun de chrome). L'émulsion est enfin coulée sur des plaques de verre recouvertes d'un mince substratum de gélatine. Le séchage s'effectue dans une enceinte fermée sous un jet lent et indirect d'air filtré.

B. Étude de l'influence du pAg au cours de la précipitation et a la refonte, sur le voile, la grosseur des grains et la sensibilité. — 1. *Voile.* — Nous avons étudié l'intensité du bruit de fond de nos émulsions en fonction du pAg moyen au cours de la précipitation, celui-ci étant maintenu dans une zone aussi étroite que possible (1/2 unité pAg pendant les 3-4 premières minutes, 1/10ᵉ d'unité pAg

ensuite, la durée de la précipitation étant d'environ 30 mn). Lorsqu'on approche du pAg isoélectrique (4,69 à 35° C) le pAg devient très difficile à contrôler. On se trouve en effet près du point équivalent d'un titrage continu entre les solutions de NO_3Ag et ClNa, dans une zone où la variation du potentiel est très rapide. L'émulsion peut prendre alors pendant de courts instants un pAg inférieur au pAg isoélectrique et l'on constate une brusque montée du voile. Si l'on ne dépasse pas le pAg isoélectrique en cours de précipitation, le voile ne varie pas de manière significative avec le pAg dans la région étudiée (6,5-8). Il est faible et probablement fonction d'autres facteurs (nature de la gélatine, concentration et pH de la solution de gélatine, température, agitation, etc.).

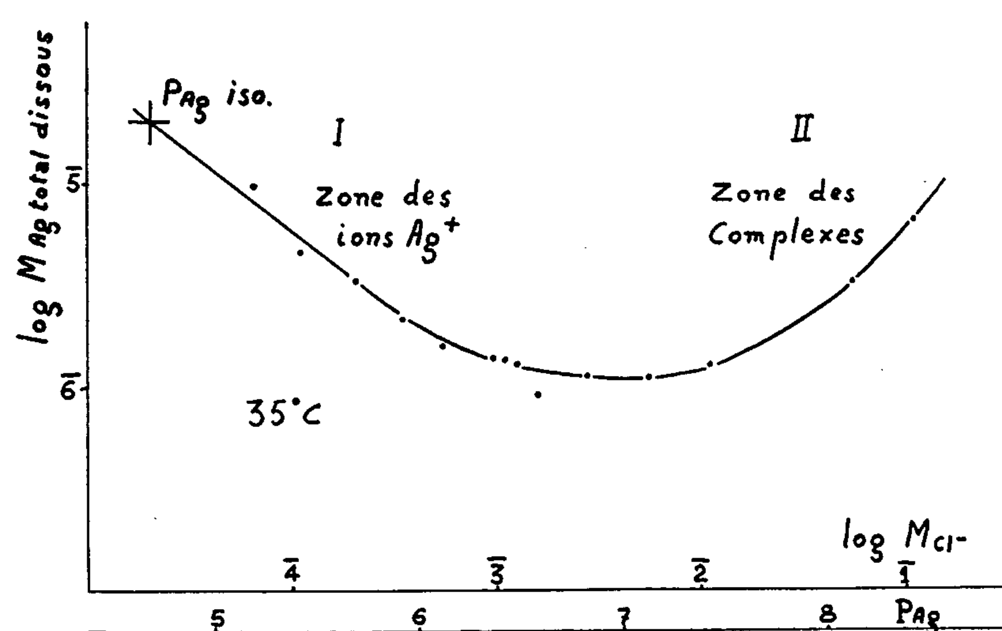


Fig. 1.

2. *Grosseur des grains.* — J. H. Jonte et D. S. Martin Jr. (1) ont étudié la solubilité de ClAg et la formation de complexes chloroargentiques solubles en présence d'un excès d'ions Cl^-. La courbe 1 a été tracée à partir de leurs résultats. Les complexes de la région II sont essentiellement responsables du grossissement des microcristaux de ClAg, par processus de maturation physique au cours même de la précipitation. Nous avons effectivement constaté que les émulsions précipitées à un pAg de la zone II présentent des grains de dimensions variables et des agglomérats. Au contraire les émulsions précipitées au pAg du minimum de la courbe ou à un pAg inférieur présentent des grains plus fins et de grosseur plus uniforme, et sont exemptes d'agglomérats.

3. *Sensibilité.* — Nous avons pris pour critère la densité de grains des traces de particules α du ThC′ parallèles au plan de l'émulsion. Le développement utilisé est le suivant : imprégnation dans l'eau à 20° C, 10 mn; révélateur (Kodak D 163, 1 vol + sol. ClNa 20 %, 1 vol + eau, 8 vol) à 2° C, 20 mn.

a. Influence du pAg *de précipitation.* — La figure 2 montre trois émul-

sions préparées aux pAg 6,75 (*a*), 7,20 (*b*) et 8 (*c*) [2]. On voit que la sensibilité varie nettement au sens inverse du pAg.

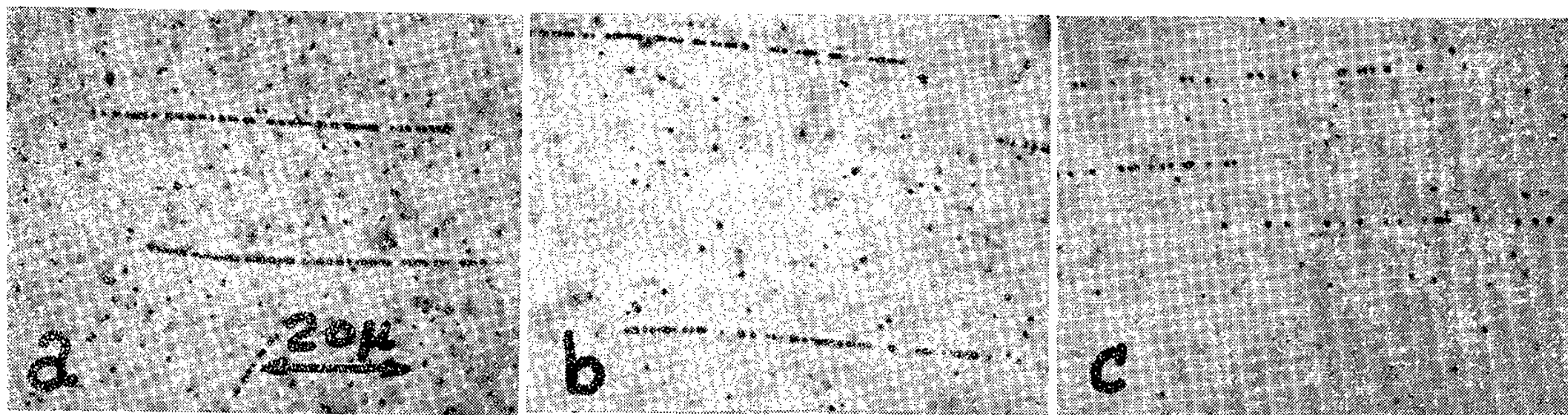


Fig. 2.

b. Influence d'une modification du pAg *à la refonte.* — Si l'on modifie à la refonte le pAg d'une émulsion précipitée à un pAg déterminé, on constate que la sensibilité des émulsions obtenues varie en sens inverse du pAg final. Par exemple nous avons modifié à la refonte le pAg de lots différents de l'émulsion *b* suivant le tableau suivant :

Émulsion.	pAg de refonte.
b...............	6,15
*b*I..............	5,48 (addition d'une solution de SO_4Ag_2)
*b*II.............	6.95 (addition d'une solution de ClNa).

On peut constater (*fig.* 3) la variation nette de la densité de grains, sans cependant modification des dimensions des grains.

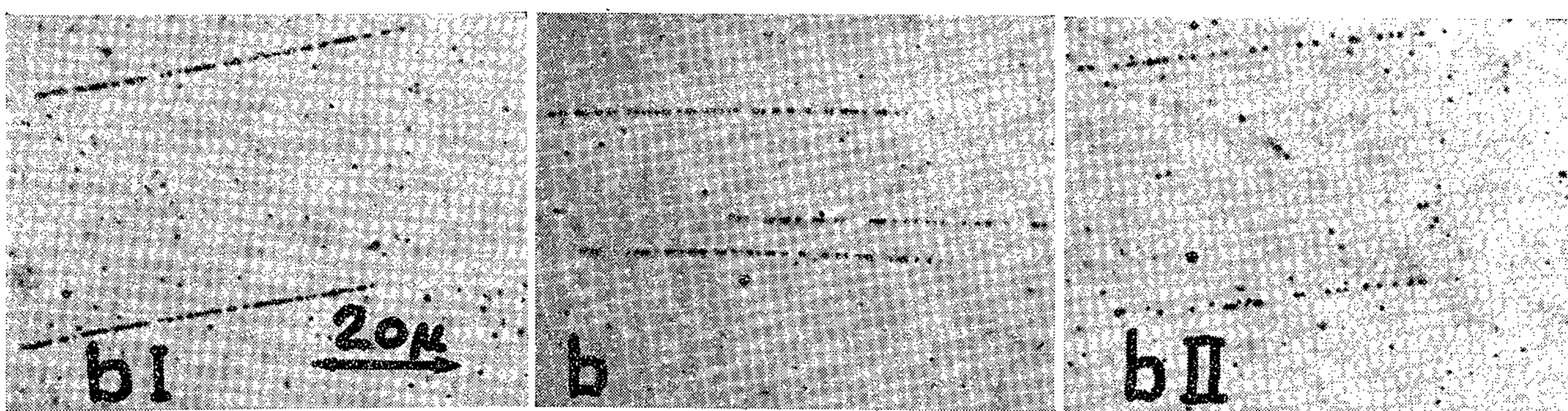


Fig. 3.

Remarque. — L'addition aux émulsions *b*, *b*I, *b*II, d'un stabilisateur antivoile (6-nitro-benzimidazole), ne modifie pas leurs caractéristiques de façon sensible mais doit, en particulier pour les émulsions du type *b*I, assurer une meilleure conservation dans le temps, ce que nous n'avons pu encore vérifier.

Conclusion. — Les émulsions les plus satisfaisantes que nous ayons

obtenues jusqu'à maintenant (type *b*I) possèdent des propriétés qui permettent leur utilisation pour des expériences de physique nucléaire. On peut remarquer que les émulsions au ClAg ont l'avantage de permettre l'étude de réactions nucléaires sur un élément (Cl) intermédiaire entre les éléments légers (H, C, N, O) et lourds (Br, Ag) des émulsions au BrAg. Nous poursuivons notre travail en étudiant les facteurs de sensibilisation et les conditions permettant d'obtenir une bonne discrimination des traces de particules α et de protons.

(1) *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 2052.
(2) Dans ce cas la solution de ClNa utilisée était de concentration 4N.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Analogies de la diffusion thermique et de la diffusion dans les liquides : méthode du choc.* Note (*) de MM. **Édouard Calvet** et **Henri Patin**, transmise par M. Jean Cabannes.

L'analyse des courbes enregistrées dans nos microcalorimètres à la suite d'un dégagement de chaleur de très courte durée (choc thermique) nous a permis de trouver l'équation fondamentale de l'appareil (1). Pour mieux étudier la diffusion d'un choc thermique, nous avons pensé employer la méthode interférentielle que nous avions mise au point dès 1945 (2) pour l'étude de la diffusion verticale dans les liquides. Les équations de la diffusion thermique et de la diffusion dans les liquides étant identiques, nous avons donc cherché à réaliser un choc de diffusion dans les liquides, à l'enregistrer par la méthode interférométrique et à l'utiliser par analogie pour l'étude du choc de diffusion thermique.

Dans le cas unidimensionnel, lors d'un choc thermique, la température d'une barre homogène, supposée infinie, isolée thermiquement, est donnée à la distance x de l'origine du choc par l'équation

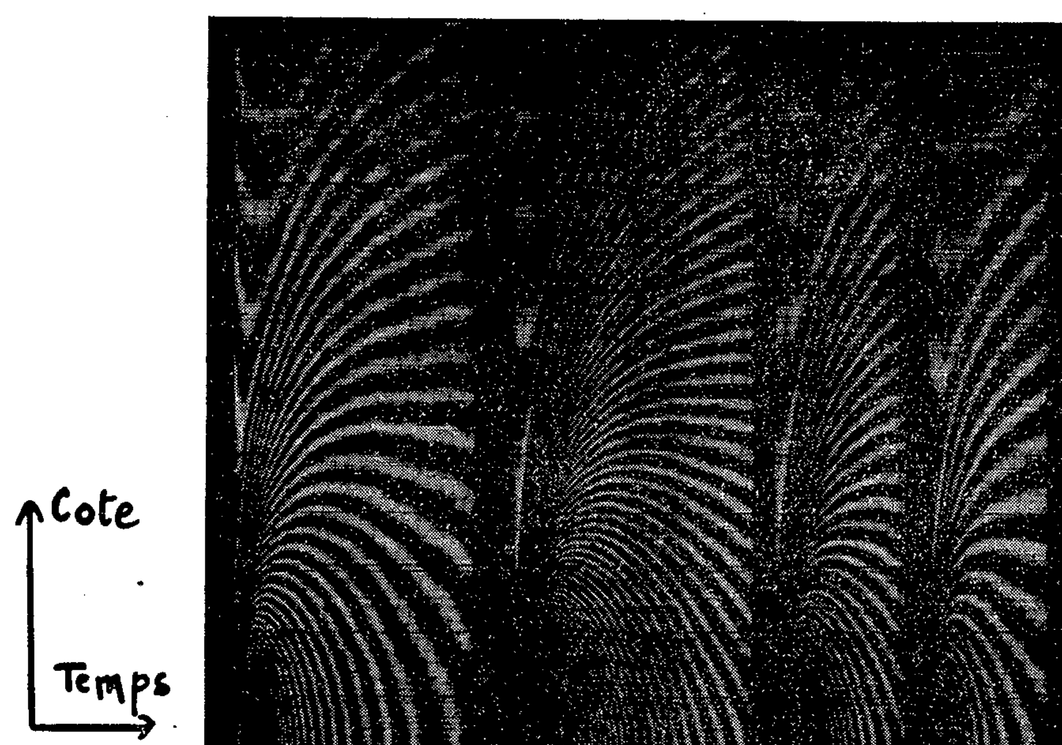
$$\theta = \frac{S\eta}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2\eta^2}, \qquad \text{avec} \quad \eta = \frac{1}{2\sqrt{\alpha t}}$$

où α désigne la diffusivité thermique de la substance constituant la barre et t le temps. Cette température passe par un maximum pour

$$t_M = \frac{x_M^2}{2\alpha}.$$

La transposition de ce processus thermique en diffusion verticale dans les liquides présente un grand intérêt car elle permet théoriquement une mesure et un calcul rapides du coefficient k défini par la loi de Fick $\partial c/\partial t = k(\partial^2 c/\partial x^2)$, c désignant la concentration au temps t, à un niveau x de la cellule de

diffusion. Le choc de diffusion sera réalisé, par exemple, en disposant dans l'une des cellules de la cuve, sous une grande colonne d'eau, un tout petit cristal ou mieux une toute petite couche de solution saturée du corps dont on voudra obtenir le coefficient k.



Interférogrammes correspondant à quatre chocs de diffusion d'intensité différente. Les diagrammes représentent la fonction $f(c, x, t) = 0$ sous forme de courbes de niveau $c =$ const. Les coordonnées sont : en abscisses le temps t, en ordonnées la cote x dans la cellule de diffusion.

Les interférogrammes, représentant les courbes $c =$ const. de la fonction $f(c, x, t) = 0$ sur le plan (t, x), obtenus par enregistrement avec un interféromètre Jamin d'après le procédé déjà décrit par l'un de nous [3], montrent que les courbes d'équiconcentration d'un certain groupe présentent un maximum : pour un niveau donné de la cellule de diffusion, celui-ci a toujours lieu à la même époque quelle que soit l'intensité du choc.

Autrement dit, les diagrammes de chocs de diffusion obtenus avec un même système solvant-soluté mais d'intensité différente sont superposables. C'est seulement le nombre des courbes enregistrées qui varie avec l'intensité du choc.

D'autre part, les valeurs des coefficients de diffusion k calculées à partir des coordonnées des maxima des courbes d'équiréfringence sont en bon accord pour une substance et une température données avec celles obtenues par les méthodes classiques. Nous avons particulièrement étudié le cas de la diffusion du phénol et du saccharose dans l'eau.

Cette méthode analogique nous a permis de simplifier beaucoup le calcul des coefficients de diffusion verticale dans les liquides à partir des courbes interférométriques enregistrées. En dehors de l'intérêt évident de l'étude analogique de la conduction thermique par la diffusion verticale dans les liquides, susceptible d'une fine analyse par notre méthode interféro-

métrique à enregistrement continu, les interférogrammes représentant les chocs de diffusion verticale dans les liquides permettent une détermination précise et beaucoup plus rapide des coefficients de diffusion dans les liquides que celle que nous avions déjà utilisée (4).

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) E. Calvet et H. Prat, *Microcalorimétrie. Applications physico-chimiques et biologiques*, 1956, Paris, Masson et Cie; Ed. E. Calvet, F. Camia et Mlle M. Noël, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2135.

(2) E. Calvet, *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 597; **221**, 1945, p. 403.

(3) E. Calvet et L. Nicolas, *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 559.

(4) E. Calvet et R. Chevalerias, *J. Chim. Phys.*, **43**, 1946, p. 37.

(*Laboratoire de Chimie générale, Faculté des Sciences de Marseille.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude des bandes* OH *et* OD *de déformation de quelques alcools.* Note (*) de Mlle **Monique Maclou** et M. **Lucien Henry**, transmise par M. Jean Cabannes.

Il nous a semblé utile, pour tenter une analyse plus complète du problème de la liaison hydrogène, de nous intéresser de façon systématique aux bandes dues aux vibrations de déformation des fonctions OH et à leur modification par suite de l'existence d'une liaison hydrogène.

Nous avons choisi des alcools qui ne présentent pas d'isomérie de rotation autour des liaisons C—C du squelette carboné, à savoir : le méthanol, l'éthanol, l'isopropanol, le butanol tertiaire.

Nous disposons de deux types de renseignements pour l'attribution des bandes OH de déformation.

1° La variation importante de fréquence à laquelle donne lieu la rupture de la liaison hydrogène existant entre les molécules d'alcool [les fréquences des vibrations de déformation sont abaissées par rupture des liaisons, contrairement à ce qui se passe pour les vibrations de valence; phénomène déjà observé par P. Barchewitz (1) pour le phénol, par G. B. B. M. Sutherland (2) et par E. C. Creitz (3) en particulier pour les alcools].

2° Les modifications des fréquences de vibration auxquelles donne lieu le remplacement de l'hydrogène de l'hydroxyle par du deutérium.

D'après nos mesures, les fréquences des bandes OH de déformation des alcools légers associés sont : méthanol : 1419 (cm^{-1}), 1119; éthanol : 1419, 1330, 1092; isopropanol : 1411, 1312, 1110; butanol tertiaire : 1382, 1200 (étant donnée la superposition des bandes, les fréquences vers 1400 ne sont données qu'à 10 cm^{-1} près).

Remarquons que trois bandes OH au lieu de deux apparaissent dans

l'éthanol et l'isopropanol qui présentent deux isomères de position liés à la rotation du OH autour de la liaison C—O.

Dans les alcools en solution où le vibrateur OH est libre, on observe toujours, au lieu des deux ou trois bandes ci-dessus, deux bandes, quel que soit l'alcool : méthanol : 1333 (cm^{-1}), 1073; éthanol : 1249, 1031; isopropanol : 1253, 1071; butanol tertiaire : 1330, 1145 (mesures effectuées dans CS_2 et CCl_4).

Nous avons, en outre, observé dans le méthanol, des bandes de combinaison dont nous donnons l'interprétation suivante, autorisée dans le groupe C_s : associé : 2 520 (1419 et 1119), 2 227 (2×1119); libre : 2 385 (1333 et 1073), 2136 (2×1073). De même, dans le butanol tertiaire : associé : 2 561 (1382 et 1200); libre : 2 458 (1330 et 1145).

Toutes les bandes fondamentales indiquées plus haut disparaissent par deutération et sont remplacées par les bandes attribuables aux OD de déformation : D-méthanol associé : 940, libre : 865; D-éthanol associé : 956,5, libre : $\sim$875; D-isopropanol associé : 985, libre : 886; D-butanol tertiaire associé : 956, libre : 879.

Il apparaît également dans le spectre de ces alcools des bandes vers 1200 cm^{-1} qui paraissent liées aux OD, mais leur attribution n'est pas encore claire.

Le remplacement du groupement OH par le groupement OD dans un alcool produit des modifications des modes de vibration qui ne sont pas liées de façon simple à l'effet de masse.

Jusqu'à présent, le spectre du méthanol a fait l'objet d'un essai d'interprétation complète par F. A. Smith et E. C. Creitz ([3]), ils attribuent après Davies, la fréquence 1073 cm^{-1} à la vibration de déformation dans le plan et considèrent la fréquence 1333 cm^{-1} comme une fréquence de combinaison de celle-ci avec l'oscillation de torsion du OH autour de la liaison C—O. Mais cette fréquence de torsion se trouve vers 250 cm^{-1} d'après les travaux de E. V. Burkhard et D. M. Dennison ([4]) (spectre ultra-hertzien) et de Hadni ([5]) (spectre infrarouge lointain).

Par conséquent, la différence des fréquences ci-dessus

$$1\,333\ cm^{-1} - 1\,073\ cm^{-1} = 260\ cm^{-1}$$

semble un peu grande.

De la même façon, ceci conduirait à attribuer la fréquence de 300 cm^{-1} à l'oscillation de torsion dans le méthanol associé alors que A. V. Stuart et G. B. B. M. Sutherland ([6]) proposent pour ce mode vibratoire 670 cm^{-1} correspondant à une bande large dans leurs spectres.

D'autre part, nos résultats impliquent, si cette interprétation était convenable, que la fréquence de torsion devrait varier dans de larges proportions suivant les alcools.

Notons que l'attribution de la bande vers 1110 cm^{-1} à un mouvement de déformation des bandes C—H adjacentes au groupement OH faite par A. V. Stuart et G. B. B. M. Sutherland [7] nous paraît peu soutenable du fait que cette bande disparaît très nettement par dilution et par deutération de l'OH et qu'on retrouve une bande semblable dans le spectre du butanol tertiaire.

Ainsi, on ne peut encore donner une interprétation complète des modes de déformation angulaire des alcools en utilisant nos résultats et ceux des auteurs précédents. L'observation que nous avons faite de deux bandes (vers 1410 et 1330 cm^{-1}) dans l'éthanol et l'isopropanol complique provisoirement le problème.

Pour compléter l'interprétation des bandes observées dans le domaine de 900-1600 cm^{-1}, nous nous proposons d'étudier la région des bandes de torsion.

(*) Séance du 4 mars 1957.
(1) *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 237.
(2) *Disc. Far. Soc.*, **9**, 1950, p. 279.
(3) *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, **46**, 1951, p. 145.
(4) *Phys. Rev.*, **84**, 1951, p. 408.
(5) *Thèse*, 1955.
(6) *J. Chem. Phys.*, **20**, 1952, p. 1977.
(7) *J. Phys. Rad.*, **4**, 1954, p. 321.

PHYSIQUE DES MÉTAUX. — *Influence des contraintes sur la transformation allotropique du cobalt.* Note de MM. **Hervé Bibring** et **François Sebilleau**, présentée par M. Maurice Roy.

Les expériences décrites dans cette Note ont été entreprises avec l'intention d'étudier l'effet des contraintes mécaniques sur la transformation allotropique du cobalt.

Les essais ont été effectués sur les éprouvettes de cobalt polycristallin de pureté supérieure à 99,5 et contenant 0,1 % Ni, 0,1 % Fe et 0,02 % Cu. Ces éprouvettes ont été soumises à des cycles thermiques dans une machine de fluage du type « traction-relaxation » sous des contraintes de traction variant de 100 g à 9 kg/mm^2. On a vérifié que, dans tous les cas, la déformation du métal lors de l'application de la charge restait dans le domaine élastique. L'évolution de la transformation était mesurée au moyen de l'anomalie dilatométrique qui l'accompagne. Les résultats sont les suivants :

1. Anomalie dilatométrique. — La transformation du cobalt polycristallin, statistiquement isotrope, s'accompagne, au chauffage d'une dilatation linéaire de l'éprouvette, et au refroidissement d'une contraction

dont la valeur absolue est, dans les deux cas ([1])

$$|\varepsilon| = \frac{\Delta l}{l} = 1,2.10^{-3}.$$

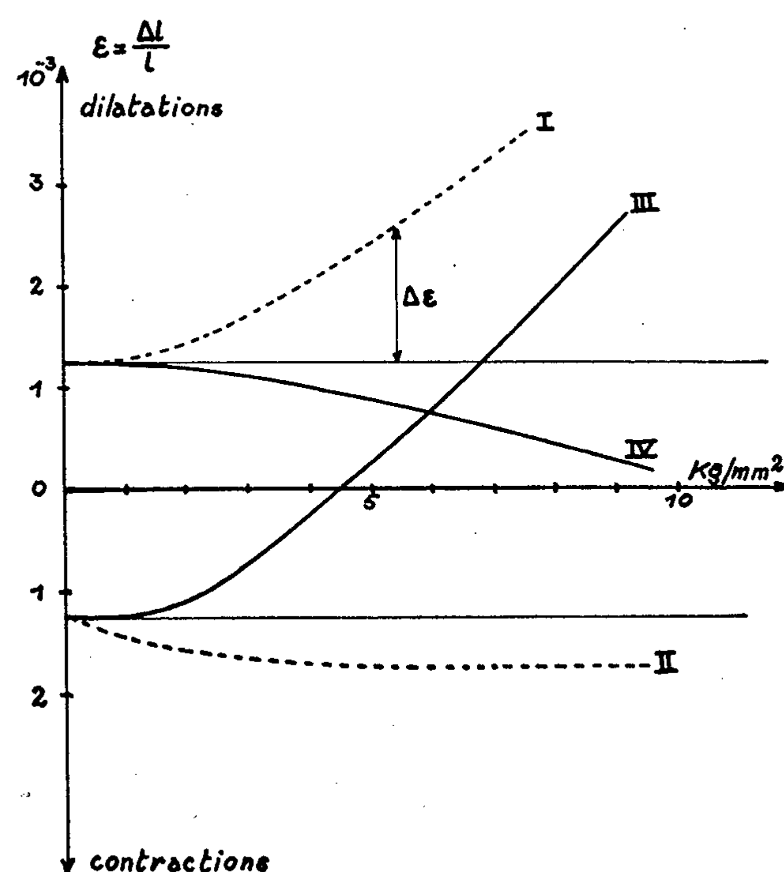
Nos expériences se divisent en deux séries :

a. Transformations au chauffage sous des contraintes de traction variables d'une expérience à l'autre, le refroidissement consécutif s'effectuant toujours sans charge;

b. Transformations au refroidissement sous contraintes de traction variables. la charge étant supprimée au chauffage consécutif.

Elles montrent que les variations de longueur ε à la transformation sont modifiées par l'application de la contrainte.

a. Transformation au chauffage sous contrainte. — L'anomalie positive ε (dilatation) est augmentée d'une quantité positive $\Delta\varepsilon$ qui varie dans le sens de la contrainte (courbe I).



Si l'on supprime la charge lors du refroidissement consécutif, l'anomalie négative (contraction) garde une valeur approximativement constante (courbe II). L'allure des cycles dilatométriques garde la netteté des cycles effectués sans charge. Nous avons d'autre part vérifié, en stabilisant la température au milieu d'une transformation, que le fluage était négligeable.

La transformation du cobalt au chauffage s'accompagne de cisaillement homogène localisé qui se manifeste à la surface du métal par l'apparition de stries analogues à de fines macles. Ces régions cisaillées ne constituent qu'une faible partie d'un cristal transformé, leur développement étant

rapidement arrêté par les contraintes élastiques auxquelles elles donnent naissance. L'examen micrographique du cobalt transformé sous charge montre que l'application d'un effort extérieur favorise l'extension de ces domaines de cisaillement homogène. Ceci se traduit par une légère déformation de l'éprouvette dans la direction de traction, qui se superpose à l'anomalie dilatométrique due au changement de volume à la transformation.

b. Transformation au refroidissement sous contrainte. — L'anomalie négative est augmentée d'une quantité positive qui varie dans le sens de la contrainte (courbe III). Pour une charge de 4,5 kg/mm^2, l'augmentation positive compense l'anomalie négative et l'éprouvette se transforme sans changement de longueur. Si l'on supprime la charge lors du chauffage consécutif, l'anomalie positive décroît en sens inverse de la charge appliquée au refroidissement précédent (courbe IV).

Au cours de la transformation du cobalt cubique en hexagonal, les plans (0001) peuvent théoriquement prendre naissance sur l'un quelconque des quatre systèmes $\{111\}$ donnant ainsi quatre orientations possibles au nouveau cristal hexagonal. L'expérience montre en réalité que l'orientation initiale est conservée. Par contre, l'application d'une contrainte a pour effet de provoquer la transformation parallèlement à un plan $\{111\}$ favorablement orienté par rapport à la direction de l'effort, créant ainsi une texture de transformation. Dans le cas de la traction, la diminution de l'anomalie montre que les plans préférentiels sont ceux qui font l'angle le plus faible avec la direction de traction. Dans un cas de transformation en compression, l'expérience nous a montré, d'autre part, que le plan favorisé est celui sur lequel s'exerce le cisaillement maximum. Ces résultats sont à rapprocher de ceux de Kulin, Cohen et Averbach [2] qui ont également obtenu, dans le cas de la transformation martensitique de l'alliage fer-nickel, des résultats différents pour des contraintes de traction et de compression. Lors de la transformation au refroidissement, la variation de l'anomalie est due à la superposition des effets de l'augmentation du cisaillement homogène et de la texture de transformation. La courbe III doit donc représenter la somme des valeurs absolues des variations observées au chauffage sous charge (courbe I) et au refroidissement sans charge (courbe IV) où les deux mécanismes jouent séparément.

Nos expériences confirment ce point de vue avec une bonne précision.

2. Températures de transformation. — Dans la limite des contraintes appliquées, nous avons constaté qu'il persiste toujours une hystérésis sensible des températures de transformation au chauffage et au refroidissement.

On admet généralement que, dans le cas du cobalt, ce n'est pas la

germination de la nouvelle phase qui détermine l'hystérésis de la transformation, mais que ce sont plutôt les forces qui s'opposent au développement des germes.

La formation de petites régions hexagonales dans les plans {111} de la phase cubique, par exemple, est décrite simplement par la décomposition d'une dislocation du réseau en dislocations partielles. La théorie prévoit ([3]) que l'interaction élastique entre ces dislocations partielles s'oppose à l'extension du germe ainsi formé au-delà de quatre plans d'empilement compact. L'application d'un effort extérieur doit, par contre, permettre la croissance des germes par déplacement des dislocations dès la température d'équilibre. Un tel mécanisme produit un cisaillement homogène de la région transformée et semble par conséquent très probable dans les domaines où ce cisaillement se manifeste. Cependant, comme nous l'avons montré, ces régions ne constituent qu'une faible partie du métal ce qui explique qu'on ne constate pas d'effet sensible sur les températures de transformation. Le mécanisme de transformation apparaît donc comme double :

1° Certaines dislocations du réseau cristallin se dissocient et donnent naissance à de minces plaquettes martensitiques de la nouvelle phase;

2° La partie la plus importante du cristal se transforme sans manifestation de cisaillement homogène ([4]). Des recherches actuellement en cours doivent permettre d'en préciser le mécanisme.

([1]) H. Bibring et F. Sebilleau, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1026.
([2]) *Trans. A. I. M. E.*, 194, 1952, p. 661.
([3]) A. Seeger, *Institute of Metals*, Monograph (Londres), n° 18, 1956, p. 330.
([4]) F. Sebilleau et H. Bibring, *Institute of Metals*, Monograph, n° 18, p. 209.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Contribution à l'étude des facteurs de la rupture d'aciers doux sous tension en milieu acide saturé d'hydrogène sulfuré.* Note (*) de M. **Eugène Herzog**, présentée par M. Georges Chaudron.

Les aciers doux immergés dans les solutions acides se fragilisent et peuvent se rompre rapidement lorsqu'ils sont soumis aux contraintes (voisines de la limite élastique). Dans la présente Note, nous nous proposons de démontrer l'importance de la nature des carbures sur la propagation des ruptures en milieu acide, saturé ou non d'hydrogène sulfuré.

Nous avons comparé les durées d'éprouvettes de traction (modèle Chevenard de 4 mm de diamètre, à têtes filetées polies), chargées à 95 % de leurs limites élastiques conventionnelles (0,2 %). Les aciers choisis furent à 0,08 à 0,010 % de carbone :

A. Sans additions, donc le carbone lié au fer et au manganèse;

B. Avec un excès de titane, fixant tout le carbone et l'azote;

C. Avec additions de chrome (2 %), molybdène et vanadium (0,4 à 0,5 %) et, en outre, de l'aluminium (0,3 %).

Ces trois aciers furent traités par la normalisation au point de transformation Ac 3, et en outre l'acier type C par trempe et revenu. Dans les acides sulfurique et chlorhydrique, à 1 et à 10 %, les ruptures se produisent au bout de temps variables selon la composition des carbures et selon les traitements thermiques. L'acier type A, avec le carbone fixé sur le fer et le manganèse se rompt en quelques dizaines d'heures, l'acier type C à carbures complexes de Mo, Va et Cr plus lentement ($<$ 100 h), tandis que l'acier type B, renfermant tout le carbone sous forme de carbure de titane, ne se rompt pas au bout de plusieurs centaines d'heures (900 h), même lorsqu'il est soumis au chargement par l'hydrogène cathodique. Par une longue saturation à l'hydrogène, il perd bien sa capacité de déformation, mais ne se rompt pas ou peut être au-delà de 1000 h.

Planche I. — Aspect d'une rupture d'éprouvette sur acier doux à carbures de Fe et de Mn.

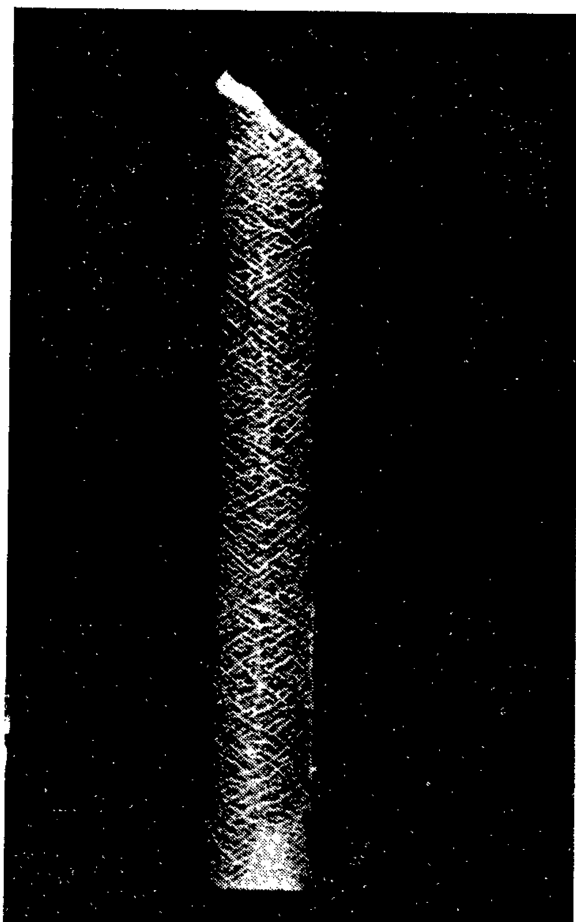


Fig. 1 (G $\times$ 3). — Vue de l'éprouvette après rupture montrant la cassure en sifflet.

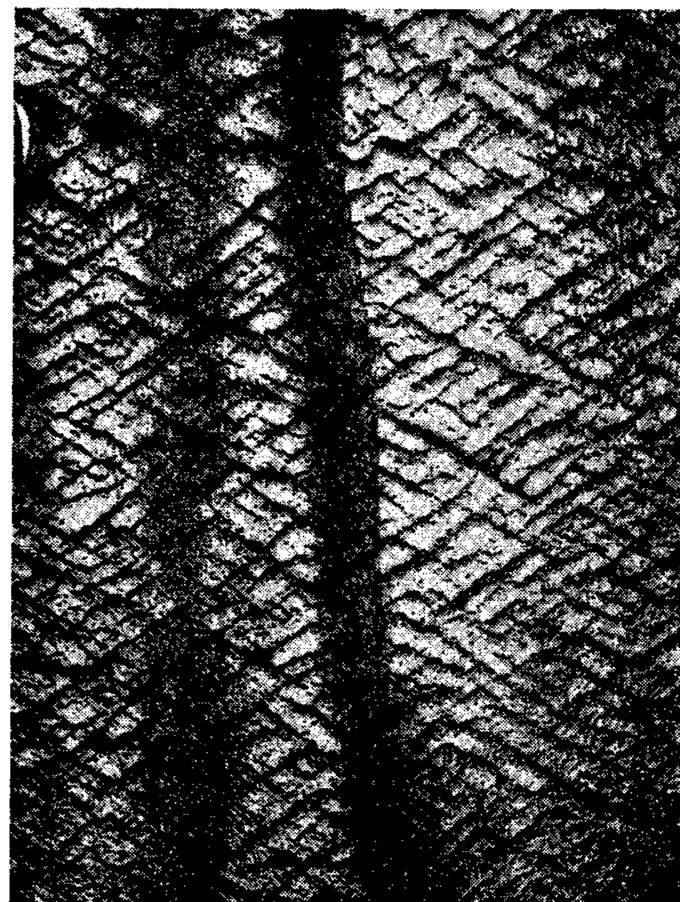


Fig. 2 (G $\times$ 9). — Aspect de la surface de cette même éprouvette. Méthode d'empreinte selon Jacquet-Van Effenterre.

Après saturation par l'hydrogène sulfuré et en milieu fortement acide (pH 2) tous les trois aciers sont rompus : l'acier type A au bout de 4 à 6 h, l'acier type C normalisé en 3 à 6 h, l'acier type C traité à E = 56 kg/mm² en 1 h 30 mn et l'acier type B en 3 à 20 h.

En milieu faiblement acide, pH 4 à 5, l'acier type A est cassé entre 10 et 14 h d'épreuve, l'acier type C normalisé au bout de 1000 à 2 000 h, l'acier type C traité à E = 56 kg/mm² au bout de 800 à 1000 h, l'acier

Planche II. — Aspect d'une rupture d'éprouvette sur acier doux à carbures de Ti.

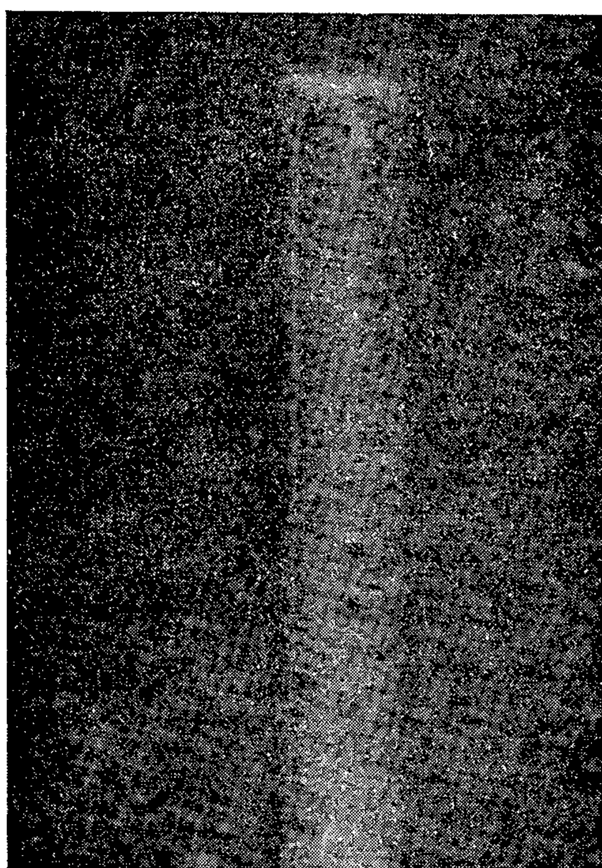


Fig. 3 (G × 3). — Vue de l'éprouvette après rupture montrant la cassure plate.

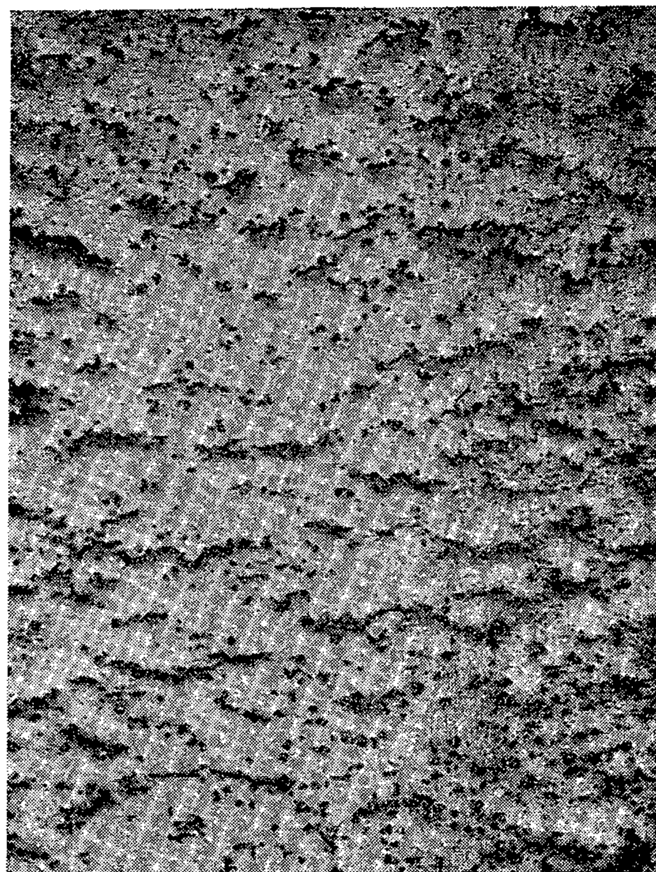
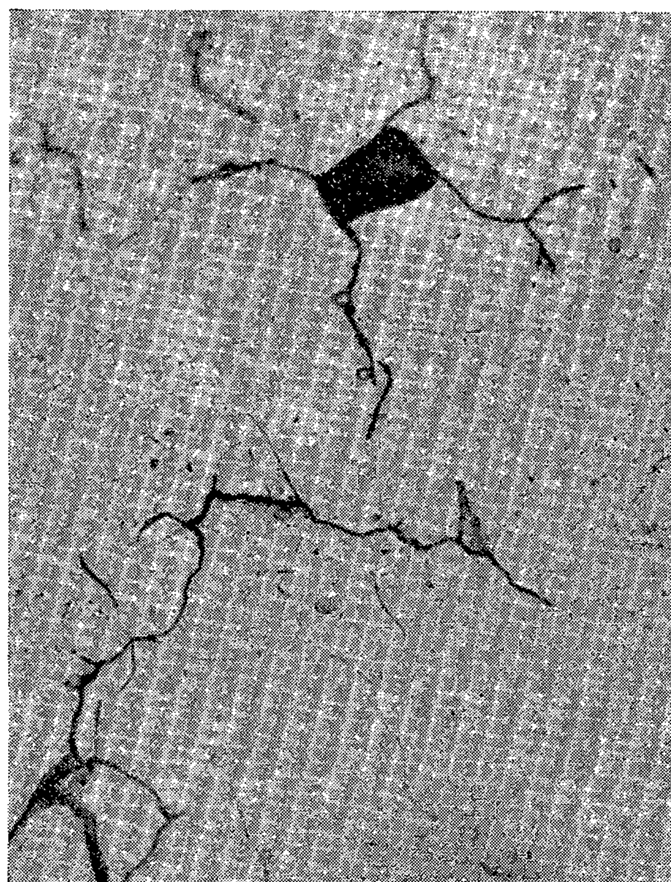


Fig. 4 (G × 9). — Aspect de la surface de cette éprouvette. Méthode d'empreinte Jacquet-Van Effenterre.



Vue en coupe des fissures de la figure 5, montrant l'aspect intercristallin des criques avec présence de films de sulfures.

type B également au bout de plus de 1000 h. Pour l'acier type C traité, nous avions donné les applications dans le cas de corrosions de tubes qui servent à l'extraction des gaz naturels chargés d'hydrogène sulfuré (1).

Dans les aciers doux type A à carbures de fer et de manganèse, les fissures se propagent à travers les grains, et sont orientées à 45° par rapport à l'axe de l'éprouvette (*pl. I*).

Dans les aciers constitués de ferrite et de carbures de Ti, de Mo, de V, de Cr, la propagation des ruptures est de préférence intergranulaire, orientée perpendiculairement à l'axe de traction (*pl. II*).

Nous étudions les conditions qui font apparaître tantôt l'un, tantôt l'autre mode de propagation des fissures.

L'accélération considérable des ruptures après saturation par l'hydrogène sulfuré nous conduit à penser à la possibilité de diffusion de ce composé dans les défauts du réseau (joints entre les grains et interstices entre blocs mosaïques).

Cette hypothèse fait actuellement l'objet d'une étude menée au moyen des techniques offertes par l'emploi des radiotraceurs.

(*) Séance du 25 févAier 1957.

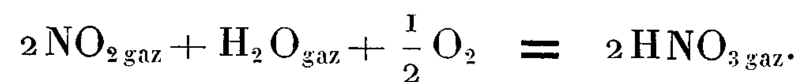
(1) E. Herzog, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1129.

CHIMIE MINÉRALE. — *Formation directe de l'acide nitrique en phase vapeur*. Note (*) de MM. **Joseph Cathala** et **Guy Weinreich**, présentée par M. Paul Pascal.

Tous les auteurs qui ont étudié la fabrication de l'acide nitrique synthétique ont considéré que sa formation était uniquement due à une réaction hétérogène entre le peroxyde d'azote et les solutions aqueuses utilisées pour l'absorption des vapeurs nitreuses :

$$3\,NO_{2\,gaz} + H_2O_{liq} = 2\,HNO_{3\,liq} + NO_{gaz}.$$

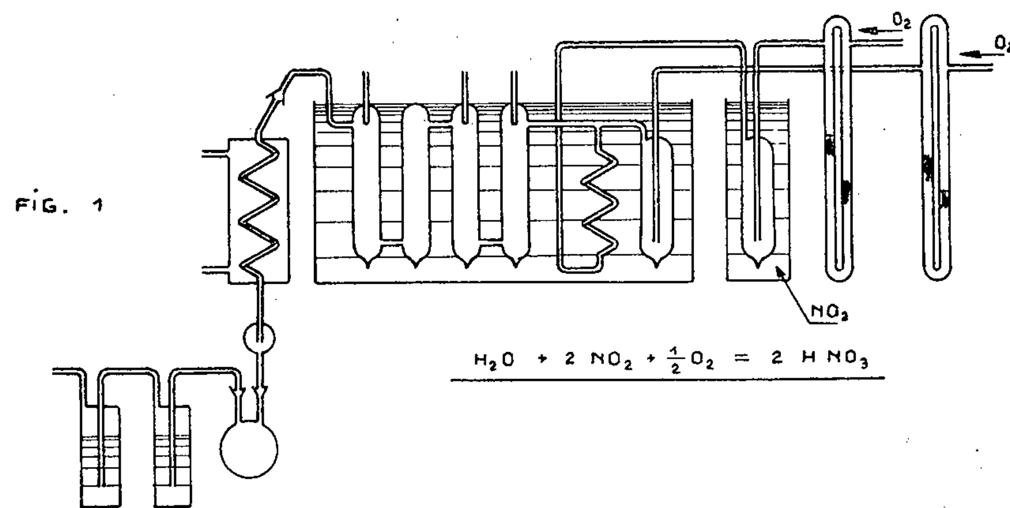
De nombreuses constatations dans les ateliers industriels nous ont amenés à soupçonner l'existence d'une réaction de formation directe, en phase gazeuse :

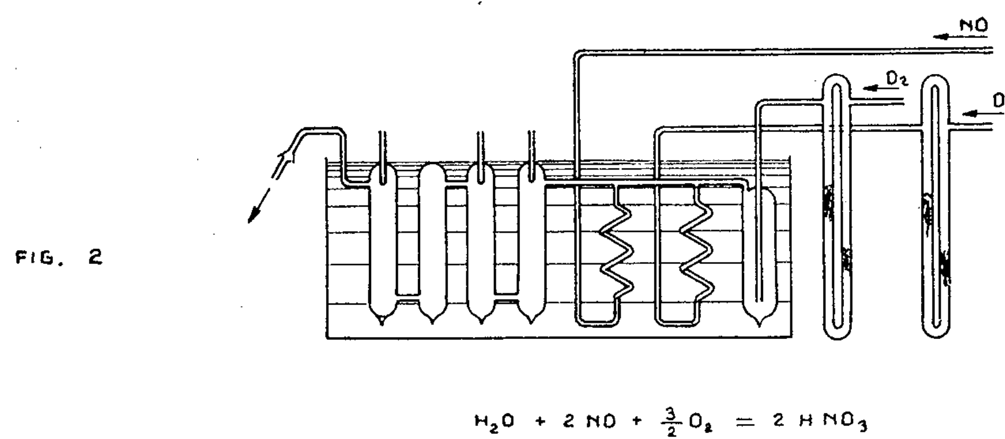


$$2\,NO_{2\,gaz} + H_2O_{gaz} + \frac{1}{2}O_2 = 2\,HNO_{3\,gaz}.$$

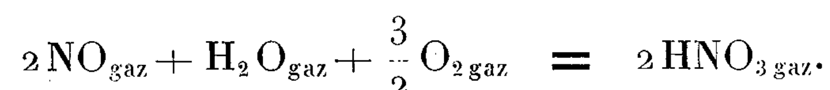
Pour établir sans contestation possible cette formation directe en phase vapeur, nous avons cherché à réaliser un dispositif écartant rigoureusement toute possibilité de condensation initiale d'eau liquide : nous plaçons le réacteur dans un thermostat contenant de l'eau en ébullition sous la pression atmosphérique et nous l'alimentons par deux courants indépen-

dants d'oxygène, chargés l'un de vapeur de peroxyde d'azote et l'autre de vapeur d'eau (*fig.* 1). Deux débimètres sensibles permettent d'apprécier les débits gazeux, tandis que des graduations sur les saturateurs à peroxyde d'azote et à eau permettent d'estimer les quantités de produits entraînées.





Avec le volume propre du réacteur, il est ainsi possible d'avoir une détermination de la durée de résidence au cours de la transformation chimique possible. Immédiatement à la sortie du réacteur, un réfrigérant ramène le mélange à la température ordinaire. Très légèrement modifié (*fig.* 2), le dispositif permet d'expérimenter sur une autre réaction homogène, également possible dans la technique industrielle :



$$2\,NO_{gaz} + H_2O_{gaz} + \frac{3}{2}O_{2\,gaz} = 2\,HNO_{3\,gaz}.$$

Suivant le cas, la composition stœchiométrique du mélange réactionnel correspond aux pressions partielles :

$$P_{O_2} = 0,143, \quad P_{H_2O} = 0,286, \quad P_{NO_2} = 0,571;$$
$$P_{O_2} = 0,333, \quad P_{H_2O} = 0,222, \quad P_{NO_2} = 0,444.$$

Après quelques minutes de fonctionnement avec le peroxyde NO_2, on constate dans le réacteur la formation d'un condensat liquide, dont la quantité devient vite stationnaire. Les gaz ont donc réagi en phase homogène pour former un mélange de vapeurs d'acide nitrique et d'eau, dont la condensation devient possible lorsque sa pression partielle correspond

à une température de rosée de 100° C. Après l'expérience, le condensat du réacteur peut être pesé et titré; de même pour le condensat formé par le réfrigérant (tableau I).

TABLEAU I.

Essais avec NO_2.

Essai n°	1.	2.	3.	4.
Durée de réaction (s)	36	1,2	1,7	26
P_{O_2} atm	0,14	0,13	0,18	0,16
P_{H_2O} »	0,29	0,46	0,36	0,41
P_{NO_2} »	0,57	0,41	0,46	0,43
Poids condensat (g)	4	4	?	5
Titre » (%)	66,4	56,5	-	64,7
Réfrigérant poids (g)	78	135	118	132
» titre (%)	71,0	67,1	66	68,6

On peut souvent déceler une augmentation sensible de la température (environ 2° C) au moment du mélange des deux fractions gazeuses à l'entrée du réacteur, car la formation de l'acide est exothermique. Dans l'expérience n° 3, cet échauffement a été suffisant pour revaporiser le condensat initialement produit.

Le titre de ces condensats formés à 100° est très voisin du titre azéotropique (68 %). Les titres obtenus au réfrigérant sont très supérieurs à ceux qu'on s'attendrait à observer si l'acide provenait de la réaction hétérogène qui se produit dans l'appareillage industriel d'absorption.

Dans nos expériences avec l'oxyde azotique NO (tableau II), nous avons également constaté la formation directe d'acide nitrique en phase homogène par la production de condensats à 100°, sauf dans l'expérience n° 8 où P_{H_2O} était très faible. Ici encore, on constate la condensation dans le réfrigérant de condensats à fort titre.

TABLEAU II.

Essais avec NO.

Essai n°	5.	6.	7.	8.
Durée de réaction (s)	21	28	30	36
P_{O_2} atm	0,29	0,42	0,43	0,54
P_{H_2O} »	0,53	0,34	0,33	0,07
P_{NO} »	0,18	0,24	0,24	0,39
Poids condensat (g)	4	3	1	0,39
Titre » (%)	35	42,8	53,2	0,39
Réfrigérant poids (g)	76	81	52	15
» titre (%)	53	63	58,2	69,5

La formation directe de l'acide nitrique en phase vapeur nous paraît ainsi démontrée sans ambiguïté. C'est du reste un phénomène important.

La figure 3 rassemble, en fonction de la concentration, les variations de la température et de la pression correspondant au mélange azéotrope, d'après un certain nombre de données de la littérature. Dans certains de nos mélanges avec le peroxyde, la réaction a permis d'atteindre une pression partielle voisine de 0,5 atm pour le mélange de vapeurs d'acide nitrique et d'eau.

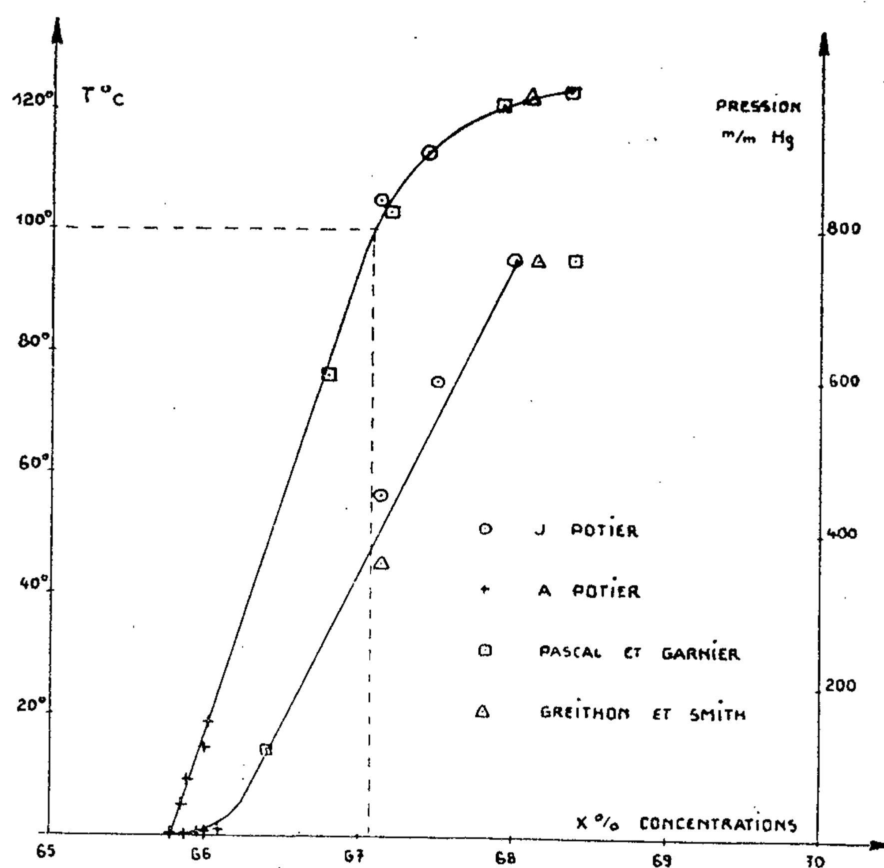


Fig. 3.

Il y a tout lieu de s'attendre à voir les procédés de fabrication industrielle de l'acide nitrique fortement modifiés par l'application des conséquences de la réaction en phase vapeur, dont il nous paraît impossible maintenant de nier l'existence.

(*) Séance du 4 mars 1957.

CHIMIE MINÉRALE. — *Purification de sels par zones fondues : abaissement de la teneur en impuretés jusqu'au dix-millionième.* Note de MM. **Jules Pauly** et **Pierre Süe**, présentée par M. Georges Chaudron.

Du nitrate de potassium, additionné d'un millième des impuretés : Na, Sr, SO_4 et PO_4 et de leurs indicateurs radioactifs, est soumis aux passages de quelques dizaines de zones fondues. Après purification la teneur en impuretés peut être abaissée jusqu'au dix-millionième.

Nous avons montré précédemment (1) qu'il était possible de purifier des sels au moyen du procédé de la zone fondue. Ainsi, en soumettant NO_3K au passage d'une seule zone fondue, les impuretés ajoutées : Na^+, Sr^{++}, Y^{+++}, SO_4^{--} et PO_4^{---} ont pu être éliminées en majeure partie.

Dans ce travail, nous avons cherché à connaître les possibilités du procédé, en multipliant le nombre des opérations successives. Les essais ont porté sur NO_3K, qui a été mélangé intimement aux impuretés suivantes : NO_3Na, $(NO_3)_2Sr$, SO_4K_2 et PO_4K_3, additionnées de leurs indicateurs radioactifs de façon à réaliser des teneurs :

$$R_0 = \frac{\text{Masse d'impureté}}{\text{Masse de } NO_3K} = 10^{-3}.$$

Afin de pouvoir effectuer facilement un nombre important de passages de zones, nous avons disposé une vingtaine de fours électriques sur un tube de verre, dans lequel on déplace, à la vitesse de 5,6 mm/h la nacelle, également en verre, contenant 10 g de sel à purifier. Les fours électriques identiques, de 20 mm de long et de 25 mm de diamètre, sont construits en bobinant des fils de nichrome d'égale longueur sur un mandrin métallique et en les enrobant d'un ciment au silicate de sodium. Ils sont ensuite enfilés sur un tube de verre et écartés les uns des autres de 15 mm. Dans ces conditions, la longueur de la zone fondée est de l'ordre de 10 mm. Des lampes fer-hydrogène assurent la stabilité du courant. Ce dispositif permet de réaliser des passages de 10 à 40 zones dans des temps compris entre 4 et 15 jours.

Finalement, des prélèvements de 100 mg sont effectués à l'aide d'un foret en différents points de la nacelle. Les activités des différents échantillons sont mesurées au compteur Geiger-Müller, et la distribution de l'impureté est calculée.

Dans le tableau suivant, nous avons porté les teneurs en impuretés R_n obtenues après n passages, dans la portion la plus pure du sel, qui se trouve en tête de la nacelle et qui représente de 10 à 50 % du poids du nitrate de potassium traité. Dans le cas du soufre, la séparation est excellente, et sur les deux tiers de la nacelle, l'activité est pratiquement nulle.

Impureté.	Indicateur radioactif.	Nombre n de zones fondues.	Teneur en impureté initiale R_0.	Teneur en impureté finale R_n.	Facteur de purification $\frac{R_0}{R_n}$.
NO_3Na	^{22}Na	10	10^{-3}	$0,8.10^{-6}$	1 250
		20	»	0,25 »	4 000
$(NO_3)_2Sr$	^{90}Sr	40	»	0,08 »	12 500
SO_4K_2	^{35}S	10	»	$\frac{1}{1.0}$ »	1 000
PO_4K_3	^{32}P	10	»	2 »	500
		30	»	0,2 »	5 000

En conclusion : en partant d'un sel d'une pureté courante (un millième), il est possible de l'amener à des teneurs en impuretés de l'ordre du millionième et du dix-millionième, ce qui correspond à des facteurs de purification de 1 000 et de 10 000. Il est certainement possible d'obtenir des valeurs encore plus

élevées, mais pour mettre en évidence ces très petites quantités de matière, il faudrait utiliser des sources radioactives très intenses et des dispositifs de protection importants.

(1) J. PAULY et P. SÜE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1212.

(*Laboratoire de Physique et Chimie nucléaires, Collège de France, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Nouvelle synthèse du 3-iodo-4'-méthoxythyroaldéhyde en vue de la préparation de la 3-iodo-*DL-*thyronine et de ses analogues structuraux.* Note de MM. **JEAN ROCHE, RAYMOND MICHEL, JACQUES NUNEZ** et **CLAUDE JACQUEMIN**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Le 3.5-diiodo-4 (4'-méthoxyphénoxy) benzaldéhyde (1) sert de produit de départ à la préparation de la thyroxine, de la 3.5.3'-triiodothyronine, de leurs dérivés acétiques et pyruviques, entre autres. Le 3-monoiodo-4 (4'-méthoxyphénoxy) benzaldéhyde a été obtenu récemment selon une méthode (2) qui emprunte les mêmes étapes que celle des auteurs précédents, mais sa préparation est délicate et d'un rendement faible.

Aussi avons-nous cherché à réaliser par un procédé nouveau la synthèse du produit de base que constitue le 3-monoiodo-4 (4'-méthoxyphénoxy) benzaldéhyde. La préparation du 3-iodo-4 (4'-méthoxyphénoxy) benzaldéhyde a été réalisée en trois étapes. Dans la première, le 3-nitro-4-chloro-benzaldéhyde est condensé avec le 4-méthoxyphénol. Ce corps est ensuite réduit en amine, laquelle est enfin diazotée. Le sel de diazonium, décomposé en présence de IK, conduit au 3-iodo-4 (4'-méthoxyphénoxy) benzaldéhyde.

3-nitro-4 (4'-méthoxyphénoxy) benzaldéhyde. — 12 g de 3-nitro-4-chloro-benzaldéhyde (3), 24 g de 4-méthoxyphénol, 4,3 g de carbonate de potassium et 0,640 g de bisulfite de sodium sont mis en suspension dans 130 ml d'eau. Le mélange est chauffé à l'ébullition sous reflux pendant 1 h 30 au bain d'huile. La suspension aqueuse est alors versée dans un grand volume d'eau; on laisse refroidir et la masse pâteuse qui précipite est isolée, puis dissoute dans l'éthanol chaud. On obtient par refroidissement des cristaux jaunes. Les liquides surnageants, qui contiennent encore comme impureté du 4-méthoxyphénol, en excès, sont alcalinisés par NaOHN, puis additionnés d'un grand volume d'eau; le sel de sodium du 4-méthoxyphénol soluble est ainsi éliminé. La masse pâteuse qui précipite est isolée, puis recristallisée dans l'éthanol. Le rendement est de 70 %, F 63-64°. Trouvé %, C 61,60; H 4,14; N 5,01. Théorique %, C 61,54; H 4,03; N 5,13.

Chlorhydrate de 3-amino-4 (4'-méthoxyphénoxy) benzaldéhyde. — On ajoute 2 g du produit précédent à une solution de 5 g de Cl_2Sn, 2 H_2O

dans 4 ml de ClH fumant. Le mélange est agité pendant 2 h à la température du laboratoire, puis chauffé au bain-marie à 80° pendant 5 mn. La suspension jaune se transforme en une masse brune qui se dissout dans le milieu chlorhydrique. La solution brun foncé est additionnée de NaOH à 30% en excès, puis extraite à plusieurs reprises par du benzène. Les extraits benzéniques rassemblés, séchés sur Cl_2Ca, sont saturés par un courant de ClH sec. Un précipité de chlorhydrate d'amine brun se forme. Il est lavé par du benzène chlorhydrique sec. R 87 %. F 92-93°. L'amine libre, isolée, est recristallisée dans le benzène. F 97-98°. Trouvé %, C 69,0; H 5,50. Théorique %, C 69,13; H 5,34.

3-iodo-4 (4'-méthoxyphénoxy) benzaldéhyde. — 14 g du produit précédent sont dissous dans 87,5 ml d'acide sulfurique dilué au 1/5^e, préalablement refroidi à — 5° C. On ajoute 112 ml d'eau et l'on diazote en 1 h, en agitant continuellement à — 2, — 5° C, par une solution de 6,3 g de nitrite de baryum dans 112 ml d'eau. La solution orangée du sel de diazonium est versée dans une solution concentrée renfermant 46,9 g de IK, préalablement portée à l'ébullition et additionnée d'une pincée de cuivre en poudre. Après refroidissement, l'excès d'iode est éliminé par addition d'une quantité minimum de bisulfite de sodium ajoutée avec précaution. Le produit formé est extrait à plusieurs reprises par du benzène. Les solutions benzéniques sont décolorées sur charbon animal, séchées sur Cl_2Ca, filtrées et le liquide jaune paille obtenu évaporé à sec sous vide. Le résidu est repris à chaud par le minimum d'acide acétique glacial. Des cristaux jaunes se déposent par refroidissement. On les recristallise dans le même solvant. R 50 %. F 81°, C. I % trouvé 35,8 (théorique 35,9).

Le 3-iodo-4 (4'-méthoxyphénoxy) benzaldéhyde peut servir de produit de départ pour la synthèse de plusieurs dérivés (acides et acides aminés entre autres). La synthèse de la 3-monoiodo-DL-thyronine a été réalisée par Gemmill et al. ([2]) à partir de ce même dérivé et nous l'avons répétée sans difficulté. Toutefois, la nouvelle synthèse du 3-iodo-4 (4'-méthoxyphénoxy) benzaldéhyde proposée permet de simplifier considérablement celle de la 3-monoiodo-DL-thyronine, produit de départ pour la préparation de diverses hormones thyroïdiennes.

(1) C. R. Harington et G. Barger, *Biochem. J.*, 21, 1927, p. 169.
(2) C. L. Gemmill, J. J. Anderson et A. Burger, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1946, p. 2434.
(3) S. Van der Lee, *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, 25, 1926, p. 674.

(*Laboratoire de Biochimie générale et comparée, Collège de France, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la présence de β-phellandrène dans l'essence de térébenthine des Landes.* Note (*) de M[me] **Lucie Rommert**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'essence de térébenthine des Landes est constituée de pinène (63 %) et de nopinène (27 %) et contient en outre des queues de distillation (10 %). Ces queues ont fait l'objet d'études de Dupont (1) qui a notamment indiqué que la fraction la plus volatile renferme du dipentène (inactif) et un constituant dextrogyre qu'il n'a pu identifier. Nous avons pu identifier ce dernier comme étant du β-phellandrène.

Comme l'obtention au laboratoire d'une quantité importante de queues de distillation est très laborieuse, nous avons utilisé pour nos études des produits industriels après avoir vérifié qu'ils proviennent de l'essence de térébenthine de pin maritime. Nous en avons retiré trois fractions : A (10 %), dextrogyre, $É_{12}$ 60-70°; B (20 %), lévogyre, $É_{12}$ 90-100°; C (60 %), dextrogyre, $É_{12}$ 110-130°.

La rectification de A a donné neuf fractions dont nous avons rassemblé les propriétés physiques sous forme de tableau expérimental.

Fractions.	Poids (g).	$É_{12}$ (°C).	Couleur.	d_4^{20}.	n_D^{20}.	$[\alpha]_j$.
1.......	33	58- 61	Jaunâtre	0,8680	1,4791	+29,05
2.......	200	61- 62	»	0,8510	1,4760	+36,04
3.......	100	62	»	0,8555	1,4785	+30,09
4.......	40	62- 67	Jaune	0,8670	1,4812	+21,22
5.......	30	67- 69	Jaune plus clair	0,8800	1,4848	+ 4,31
6.......	50	69- 85	Jaune	0,9330	1,4892	−10,23
7.......	100	85- 95	»	0,9600	1,4994	−27,45
8.......	50	95-100	»	0,9323	1,4958	− 1,87
9.......	40	100-115	»	0,8580	6,4985	+ 8,74
Résidu...	40 env.					

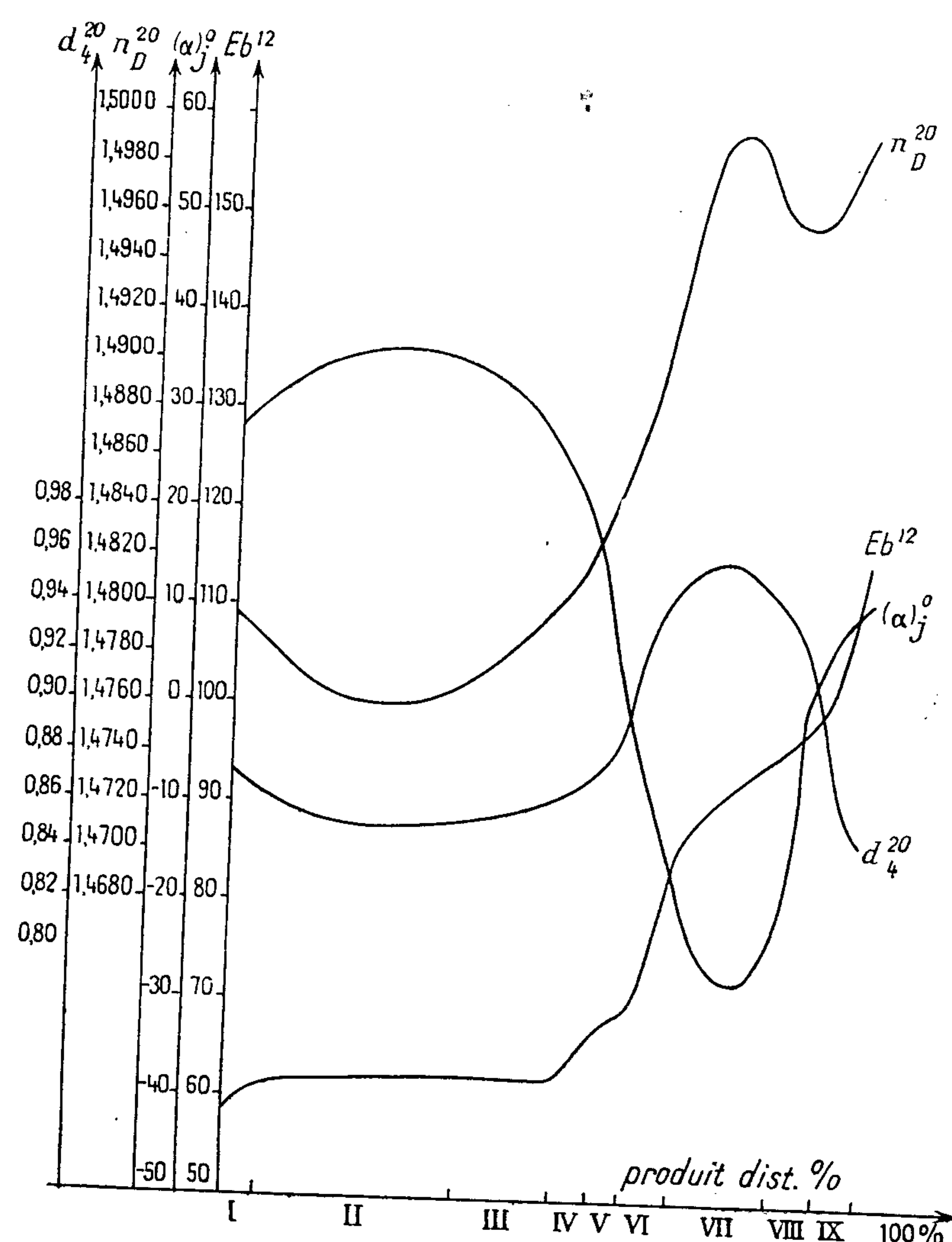
Nous avons tracé les courbes de distillation correspondantes dont l'allure générale est donnée par la figure.

En ce qui concerne les *propriétés chimiques*, nous avons étudié surtout la fraction 2. Nous avons constaté que cette fraction de cœur, qui est constituée essentiellement de dipentène, est caractérisée par une absorption d'oxygène très rapide, ce qui ne se produit pas avec le dipentène pur. La vitesse maximum de fixation de l'oxygène est de 60 ml/mn pour une vitesse d'agitation de 75 va-et-vient par minute et ceci pour un quart de molécule-gramme. Même à l'air atmosphérique le produit s'oxyde rapidement. Mais il est impossible de suivre l'évolution du phénomène par dosage iodométrique des peroxydes car nous avons constaté que ce dosage

est en défaut ici. Ceci est un argument en faveur de la présence de doubles liaisons conjuguées.

A partir de cette fraction de cœur nous avons préparé les *dérivés cristallisés* suivants :

a. Un *dérivé bromé* d'après la technique de Wallach [2] améliorée par Baeyer et Villiger [3]. Son point de fusion est de 123°. Son pouvoir rotatoire dans le chloroforme est de + 4°, donc pratiquement nul. A titre de comparaison nous avons préparé le tétrabromure de dipentène. Le point de fusion de ce dernier est de 123°. Le point de fusion du mélange des deux produits est de 123°; donc il n'y a pas abaissement du point de fusion par mélange. Nous avons conclu que le dérivé bromé obtenu est du tétrabromure de dipentène.



b. Un *nitrosochlorure* d'après la méthode de Wallach [4]. Son point de fusion est de 100°5-101°5; or le point de fusion du nitrosochlorure de dipentène est de 78°; ce n'est donc certainement pas du nitrosochlorure de dipentène. Nous pouvions hésiter entre le nitrosochlorure de limonène pour lequel la littérature donne les points de fusion de 103-104° (forme α) et 105-106° (forme β) et le nitrosochlorure de β-phellandrène pour lequel la littérature donne les points de fusion de 101-102° (forme α) et 100°

(forme β). Nous avons préparé le nitrosochlorure de limonène. Son point de fusion est de 103-104°. Le point de fusion du mélange de notre dérivé et du nitrosochlorure de limonène est de 96-97°. Il y a abaissement, donc il s'agit de deux corps différents. Par élimination nous pouvons affirmer que notre dérivé est du nitrosochlorure de β-phellandrène.

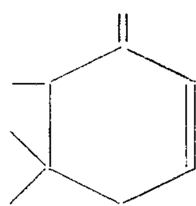
c. Un *nitrosite* d'après la technique de Wallach et Beschke ([5]). Son point de fusion est de 97-98°. Les nitrosites de limonène et de dipentène ne sont pas mentionnés dans la littérature. Par contre, les nitrosites de β-phellandrène de points de fusion 102° (pour l'α-nitrosite) et de 97-98° (pour le β-nitrosite) sont les dérivés caractéristiques classiques du β-phellandrène.

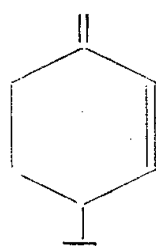
L'*anhydride maléique* ne donne pas de dérivé à la température ordinaire (différence avec l'α-phellandrène).

Le *spectre d'absorption ultraviolet* présente un maximum $\lambda_{max} = 232$ mμ) identique au maximum caractéristique du β-phellandrène ([6]).

Le *spectre Raman* présente les raies 1645 et 1676 caractéristiques du dipentène et les raies 1580 et 1632 attribuables au β-phellandrène.

Notons que le spectre Raman du β-phellandrène n'est pas connu, mais que nous connaissons ceux de corps de structure voisine, notamment celui du γ-pyronène.


γ-pyronène.


β-phellandrène.

Le spectre Raman du γ-pyronène présente les raies suivantes : 1592 et 1640 ([7]); en raison de l'analogie des structures, il est légitime d'attribuer les raies 1580 et 1632 au β-phellandrène.

L'ensemble de données qui précède permet d'affirmer la présence de β-phellandrène dans la fraction 2.

Teneur en β-phellandrène de l'essence des Landes. — La diénométrie ne s'applique pas au β-phellandrène à cause de la disposition transsoïde de son système de doubles liaisons conjuguées. L'absorption de la lumière ultraviolette ne permet pas non plus d'effectuer un dosage exact; néanmoins elle permet de fixer un ordre de grandeur; en supposant que l'absorption à 232 mμ est due uniquement au β-phellandrène et en adoptant pour le coefficient d'extinction moléculaire du β-phellandrène la valeur $\varepsilon = 19\,300$ ([8]), nous trouvons que la fraction de cœur en contient environ 30 %, ce qui correspond pour l'essence de térébenthine globale à une teneur en β-phellandrène d'environ 1 ‰.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) *Ann. Chim.*, **10**, I, 1934, p. 233; *Bull. Soc. Chim.* 1942, M., p. 990

(2) *Ann. der Chem.*, **239**, 1887, p. 3.

(3) *Ber. d. Chem. Ges.*, **27**, 1894, p. 448.

(4) *Ann. der Chem.*, **245**, 1888, p. 255; **252**, 1889, p. 109; **270**, 1892, p. 174.

(5) *Ann. der Chem.*, **336**, 1904, p. 43; **340**, 1905, p. 1.

(6) BOOKER, EVANS et GILLAM, *J. Chem. Soc.*, 1940, p. 1453.

(7) GAILLY, *Thèse*, Paris, 1950.

(8) DAVENPORT, SUTHERLAND et WEST, *J. Appl. Chem.*, **1**, 1951, p. 527.

(Faculté des Sciences, Strasbourg.)

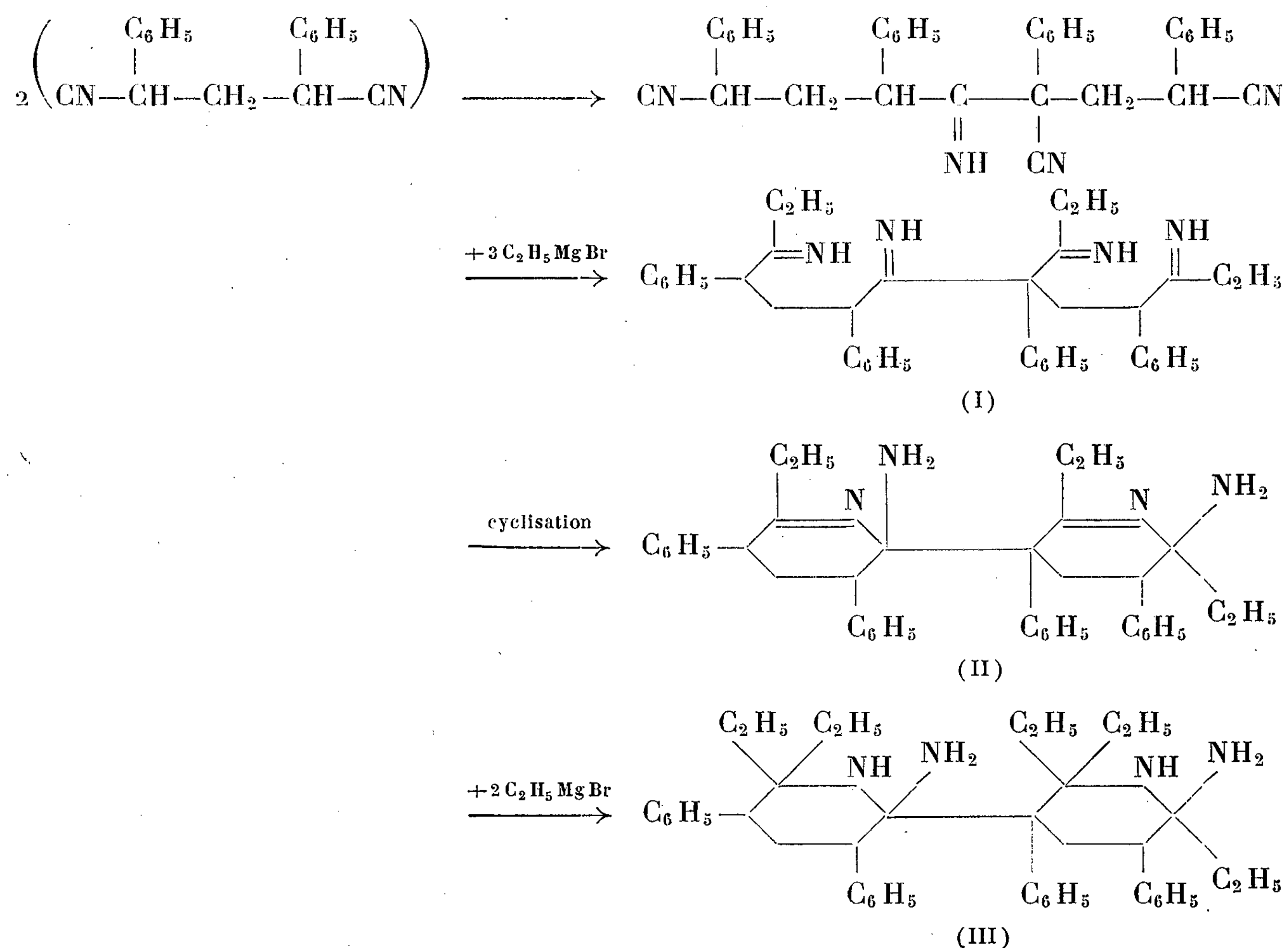
CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'action des magnésiens sur les dinitriles α, α'-substitués.* Note (*) de Mlle **MONIQUE PRÉTOT** et M. **JEAN DÉCOMBE**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans une précédente Note (1), nous avons indiqué que dans l'action du bromure d'éthylmagnésium sur le dinitrile αα'-diphénylglutarique, il se forme lors de la décomposition du complexe par l'eau chlorhydrique, un chlorhydrate de base organique insoluble dans l'eau et dans l'éther. Nous avions conclu provisoirement à la formation d'un mélange difficile à séparer de chlorhydrate de monoiminocétone et de monochlorhydrate de diiminocétone. Mais en répétant un grand nombre de fois cette réaction dans les conditions les plus variées (en opérant en particulier dans le toluène bouillant), on retrouve chaque fois ce même chlorhydrate présentant un point de fusion instantanée à 221°, que des cristallisations successives ne modifient pas. L'hypothèse d'un mélange ne peut plus être retenue.

Les dernières analyses ont donné les chiffres suivants : Cl = 9,92 %, N = 7,98 %, ce qui conduit à un poids moléculaire voisin de 355 pour un atome de chlore et deux atomes d'azote. Traité par la soude, ce chlorhydrate donne lieu à un dégagement d'ammoniac avec libération d'une base fondant à 160° et titrant 6,57 % d'azote, c'est-à-dire dont le poids moléculaire serait de 213 pour un atome d'azote. A première vue ce résultat est incompatible avec les précédents.

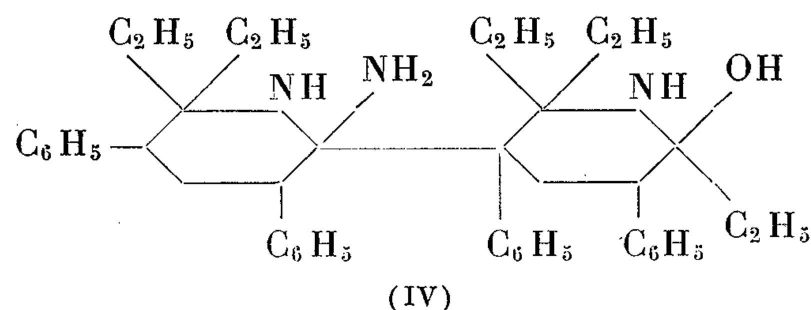
Comme d'autre part, ni le chlorhydrate, ni la base qui en dérive ne réagissent avec l'hydroxylamine et la semicarbazide, il faut exclure l'hypothèse d'une fonction cétone ou iminocétone dans leur formule de structure. En outre, l'observation minutieuse de la réaction montre qu'en opérant avec 2,25 mol de magnésien pour une de dinitrile, il n'y a aucun dégagement gazeux aussi bien au moment de l'addition du réactif qu'au moment de la décomposition du complexe. Le dinitrile diphénylglutarique ne possède donc plus d'hydrogène mobile dosable par la méthode de

Zerewitinoff, et le magnésien a complètement réagi. Or on récupère environ 30 % de dinitrile initial. Il faut en conclure que le dinitrile a additionné plus de deux molécules de magnésien, et l'on est ainsi conduit à considérer que la réaction s'effectue suivant un mécanisme déjà établi par l'un de nous ([2]), pour le dinitrile glutarique et que nous nous proposions précisément d'éviter en effectuant des substitutions en α et α'. Il y aurait addition de 5 mol de magnésien sur 2 mol de dinitrile, probablement par l'intermédiaire du dimère, selon le schéma suivant (dans lequel on a négligé, pour simplifier, les radicaux —MgX) :



On calcule en effet pour le dichlorhydrate de ce composé ($C_{44}H_{58}N_4$, 2ClH) : M = 715, Cl = 9,93 %, N = 7,83 %.

Quant à la base fondant à 160°, qui en résulte par perte d'ammoniac, elle doit avoir pour formule :



On calcule en effet pour $C_{44}H_{57}ON_3$: M = 643, N = 6,53 %. Les résultats analytiques précédents deviennent immédiatement compatibles.

Nous n'avons malheureusement pas pu déterminer cryoscopiquement la masse moléculaire de la base fondant à 160°. Elle est en effet à peu près insoluble dans tous les solvants usuels, sauf dans l'alcool. En particulier, elle ne se dissout pas dans le benzène. L'acide acétique ne pouvait évidemment pas être utilisé. Des essais dans le camphre ont donné des résultats absolument incohérents en fonction des concentrations. Mais la base correspondante obtenue à partir du dinitrile glutarique ayant subi l'épreuve de la cryoscopie (*loc. cit.*), l'analogie des réactions et des résultats est trop évidente pour qu'on puisse hésiter maintenant sur la formule.

Ces résultats établissent que la dimérisation des nitriles sous l'action des magnésiens n'est pas due à la mobilité des atomes d'hydrogène en α comme le pensent certains auteurs. Nous ferons connaître dans une prochaine publication les résultats obtenus avec d'autres dinitriles et nous verrons que la tétrasubstitution en α et α', qui rend évidemment la dimérisation impossible, ne donne pas lieu pour autant à des réactions normales de Blaise, la tendance à la cyclisation des diimines intermédiairement formées sous l'action des magnésiens, conduisant à des bases dérivées d'hétérocycles azotés. De par leur structure même, les dinitriles 1.4 et 1.5 ne peuvent pas servir à préparer des dicétones 1.4 et 1.5 par cette méthode. Rappelons que dans un travail récent, Mme Brini [3] en utilisant des dinitriles $CN—(CH_2)_n—CN$ dans lesquels n est supérieur à 3, a réussi à préparer, par action de magnésiens à radicaux lourds, quelques dicétones avec des rendements, d'ailleurs très variables, compris entre 20 et 50 %.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1332.

(2) *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 269.

(3) *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 339.

(*Faculté des Sciences, Dijon, Côte d'Or.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Obtention de morpholones-2 et d'hydroxyaminoacides par action d'époxypropane sur les sels de sodium des α-aminoacides.* Note (*) de M. **Maurice Pascal**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'addition des sels de sodium d'α-aminoacides sur l'époxypropane conduit facilement à des hydroxyaminoacides qui, par hétérocyclisation immédiate, fournissent les lactones correspondantes : les morpholones-2. La formule de ces dernières, qui résulte de leur synthèse directe par action du chloracétate de sodium sur l'aminoalcool, met en évidence la rupture du pont oxydique selon le mode habituel.

Les réactions suivantes ont été réalisées. Elles conduisent à admettre la fixa-

tion de l'azote sur le carbone primairé de l'époxyde.

(1) $CH_3-CH-CH_2$ (époxyde, pont O) $+ CH_3NH.CH_2CO_2Na$ —ClH→ (I)

(2) $CH_3.CHOH.CH_2.NHCH_3 + ClCH_2CO_2Na$ → (I)

(I) : cycle morpholone : CH_3—N ; CH_3— ; CO ; O

(3) $2CH_3.CH-CH_2$ (époxyde, pont O) $+ NH_2CH_2CO_2Na$ —ClH→ (II)

(4) $(CH_3CHOH.CH_2)_2NH + ClCH_2CO_2Na$ → (II)

(II) : CH_3 ; O ; $NCH_2CHOHCH_3$; CO

Dans ce dernier cas il y a intervention de deux moles d'époxyde.

1. Diméthyl-4.6 morpholone-2 [formule (I)]. — *a. Préparation par action d'époxypropane sur le* N-*méthylaminoacétate de sodium* (réaction 1). — A 1/10 de mole de sarcosine traitée par la quantité équivalente de soude, en solution aqueuse environ 4 M, on ajoute 1/10e de mole d'époxypropane. Après quelques heures, la réaction terminée, on neutralise par ClH jusqu'à pH 6. Après concentration au maximum, au bain-marie, on distille trois fois sous pression réduite. Rdt 65 % en diméthyl-4.6 morpholone-2. Liquide incolore à réaction basique. $É_4$ 92-94° C; $É_{20}$ 114-116° C. $C_6H_{11}NO_2$, calculé %, N 10,85; trouvé %, N 10,50.

*b. Dérivés préparés à partir de la diméthyl-*4.6 *morpholone-*2. — *Chlorhydrate.* — Cristallisé dans éthanol. $C_6H_{11}NO_2$, ClH, calculé %, Cl 21,43; trouvé %, Cl 21,39 (ionisé).

Picrate. — Recristallisé dans éthanol F 160-162° C.

Ammonium quaternaire à partir d'iodure d'éthyle. — $C_8H_{16}NO_2I$, calculé %, I 44,54; trouvé %, I 44,50 (ionisé).

Complexe cuivrique de l'acide N.N-*méthyl*(*hydroxy-*2 *propyl*) *aminoacétique.* — Préparé directement par chauffage d'une solution aqueuse de diméthyl-4.6 morpholone-2 avec de l'oxyde cuivrique; il cristallise en prismes rectangulaires bleus. Les hydroxydes alcalins ne précipitent pas $Cu(OH)_2$ de ce complexe même à chaud et à pH très élevé [propriété étudiée quantitativement pour d'autres complexes d'hydroxyaminoacides ([1])].

$[CH_3CHOHCH_2N(CH_3)CH_2CO_2]_2Cu$ (séché à 80° C sous vide), calculé %, Cu 17,87; N 7,87; trouvé %, Cu 17,84; N 7,68.

*c. Préparation de la diméthyl-*4.6 *morpholone-*2 *par action du chloracétate de sodium sur la* N-*méthylisopropanolamine* (réaction 2). — On chauffe 4 h à reflux, en solution aqueuse concentrée, des quantités équimoléculaires de ces deux composés, on concentre, et distille sous pression réduite (donne les

mêmes dérivés que ceux décrits ci-dessus en *b*). $(C_6H_{12}NO_3)_2Cu$, calculé %, Cu 17,87; trouvé %, Cu 17,85.

2. ISOPROPYLOL-4 MÉTHYL-6 MORPHOLONE-2. [formule (II)]. — *a. Préparation par action d'époxypropane sur l'aminoacétate de sodium* (réaction 3). — On applique le mode opératoire précédent (*a*) avec 2/10^e de mole d'époxypropane pour 1/10^e de mole de glycocolle. Par distillation sous pression réduite on obtient l'isopropylol-4 méthyl-6 morpholone-2 avec un rendement de 70 %. $É_1$ 151-155° C. $É_{20}$ 190-192° C liquide visqueux à réaction légèrement basique, très soluble dans l'eau et dans l'alcool.

b. Dérivés caractéristiques obtenus avec l'isopropylol-4 méthyl-6 morpholone-2. — *Chlorhydrate.* — Recristallisé dans alcool+éther F 192-195° C. $C_8H_{15}NO_3$,HCl, calculé %, Cl 16,94; trouvé %, Cl 16,70 (ionisé).

Acide N. N-*bis-(hydroxy-2 propyl) aminoacétique.* — En solution aqueuse ces morpholones s'hydrolysent lentement, dans le cas de (II) l'aminoacide formé cristallise facilement; on parvient à obtenir rapidement ce dernier par chauffage de quelques heures à 130° C d'une solution aqueuse diluée de (II), après concentration et addition d'alcool l'acide N.N-bis-(hydroxy-2 propyl) aminoacétique cristallise F 145-146° $C_8H_{17}NO_4$, calculé %, N 7,33 %; trouvé %, N 7,48 %.

Chauffé sous vide cet hydroxyaminoacide se lactonise en redonnant l'isopropylol-4 méthyl-6 morpholone-2 qui distille.

Complexe cuivrique de l'acide N. N-*bis-(hydroxy-2 propyl) aminoacétique.* — Préparé par chauffage d'oxyde cuivrique, avec une solution aqueuse de (II), ou de l'aminoacide précédent. Cristaux bleus peu solubles dans l'eau.

$[(CH_3CHOHCH_2)_2NCH_2CO_2]_2Cu$, (séché à 80° C sous vide) calculé %, Cu 14,32; N 6,31; trouvé %, Cu 14,35; N 6,39.

c. Préparation de l'isopropylol-4 méthyl-6 morpholone-2 par action du chloracétate de sodium sur la diisopropanolamine (réaction 4). — On chauffe en solution aqueuse concentrée, 4 h à reflux, des quantités équimoléculaires de ces deux composés, après concentration on distille sous pression réduite. $É_1$ 151-155° C. (Donne les dérivés ci-dessus *b*) $(C_8H_{16}NO_4)_2Cu$, calculé %, Cu 14,32; trouvé %, Cu 14,30.

En raison de son bon rendement et de sa commodité, cette réaction des sels de sodium d'α-aminoacides sur les époxydes, fournit une méthode de préparation des morpholones-2, qui peut être avantageusement rapprochée de celles utilisées jusqu'ici dans ce domaine ([2]), ([3]).

(*) Séance du 4 mars 1957.

([1]) M. PASCAL, *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 185.

([2]) E. KNORR, *Ann. Chem.*, 307, 1899, p. 199.

([3]) KIPRIANOV, *Ukrains. khem. zhurn*, 2, 1926, p. 236; 5, 1930, p. 353; 6, 1931, p. 93.

(*Institut de Chimie, Montpellier, Hérault.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Remarques sur l'absorption dans l'ultraviolet moyen de quelques aryl-et aroyl-azides.* Note (*) de M. **Panos Grammaticakis**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les principales relations spectrales qualitatives entre les aryl-et aroyl-azides sont, très souvent, analogues à celles observées respectivement pour les aryl-et aroyl-amines N-formylées correspondantes. L'effet spectral de la fixation du groupement N_3 sur le noyau benzénique et ses dérivés monosubstitués est compatible plutôt avec la formule $Ar.N\langle \overset{N}{\underset{N}{||}}$ qu'avec la formule Ar.N : N ⋮ N.

Au cours des recherches chimiques et physiques sur les dérivés de l'hydrazine j'ai été conduit à étudier l'absorption dans l'ultraviolet moyen des composés des types $R.N_3$ et $R.CO.N_3$, formés, entre autres, par déshydratation respectivement des $R.N(NO).NH_2$ et $R.CO.N(NO).NH_2$.

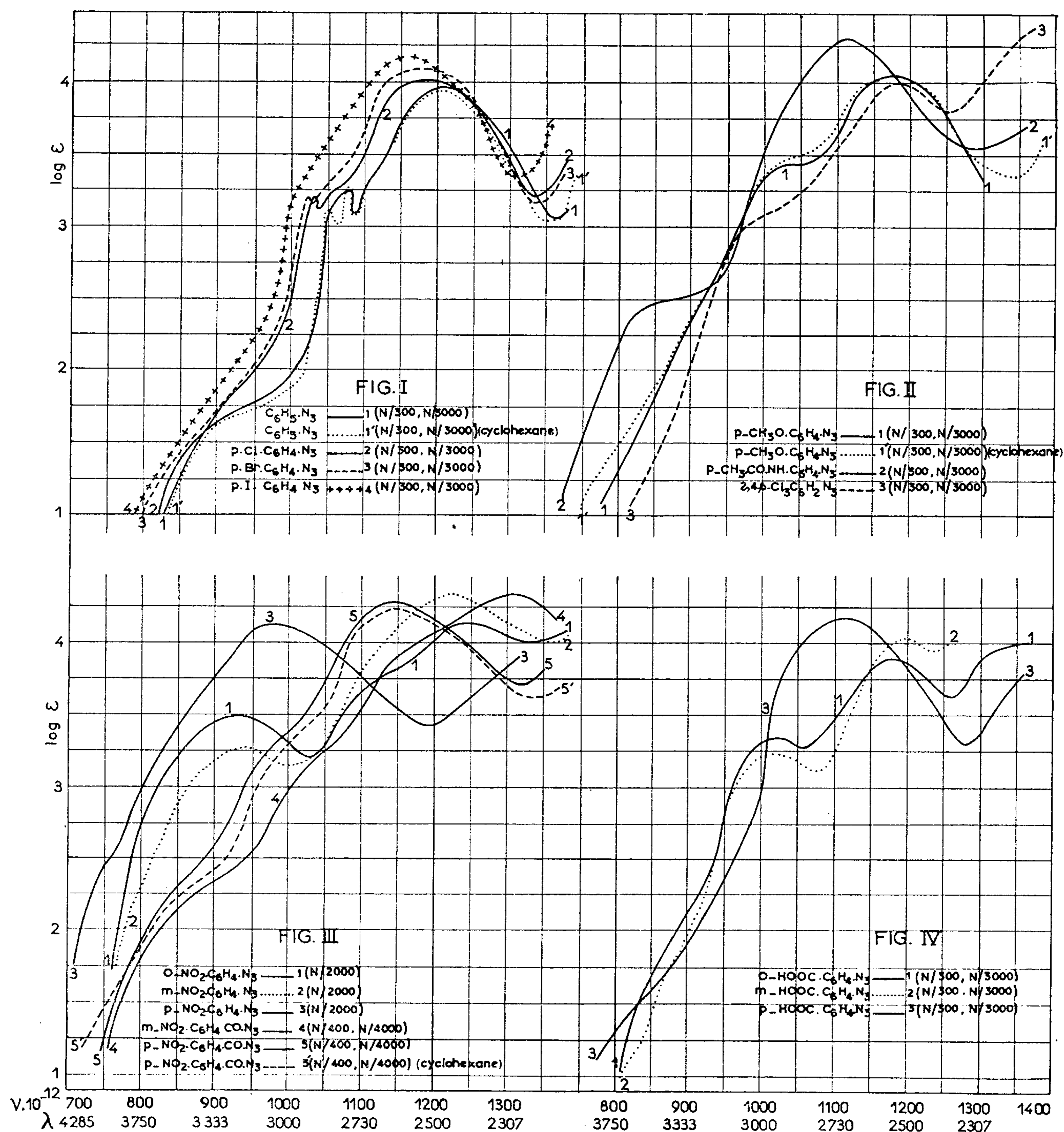
La présente Note contient quelques résultats de ces recherches concernant plus particulièrement l'absorption dans l'ultraviolet des aryl-et aroyl-azides suivants [$X.C_6H_4.N_3$(où X = H, Cl, Br, I, CH_3O, $CH_3.CO.NH$, COOH, NO_2) et $NO_2.C_6H_4.CO.N_3$] : phénylazide (I, 1) (1), *p*-chlorophénylazide (I, 2), *p*-bromophénylazide (I, 3), *p*-iodophénylazyde (I, 4), o-, o'-, *p*-trichlorophénylazide (2) (II, 3; F 60°, aiguilles incolores dans l'éther + éther de pétrole. Analyse : $C_6H_2N_3Cl_3$, calculé %, C 32,58; H 0,90; N 19; trouvé %, C 32,76; H 1,12; N 18,88), *p*-méthoxyphénylazide (II, 1), *p*-acétaminophénylazide (II, 2), *o*-nitrophénylazide (III, 1), *m*-nitrophénylazide (III, 2), *p*-nitrophénylazide (III, 3), *o*-carboxyphénylazide (IV, 1), *m*-carboxyphénylazide (IV, 2), *p*-carboxyphénylazide (IV, 3), *m*-nitrobenzazide (III, 4) et *p*-nitrobenzazide (III, 5).

La comparaison des courbes représentant les résultats des mesures spectrales de ces substances avec les courbes d'absorption d'autres dérivés du benzène montre que les principales relations spectrales qualitatives entre les aryl- et aroyl-azides sont, en général, analogues à celles observées respectivement pour les aryl- et aroyl-amines N-formylées correspondantes. On constate, plus spécialement, que :

1° le remplacement d'un H du benzène par le N_3 se traduit par un effet spectral qui se rapproche bien plus de celui qui accompagne l'introduction dans le benzène d'un groupement —NH.COH (3) (ou —NH.CO.R avec R=alcoyle) que de l'effet d'halogénation (ioduration, bromuration, chloruration, fluoruration) de ce carbure;

2° les effets spectraux des substitutions effectuées sur le phénylazide et le benzazide sont, très fréquemment, voisins de ceux observés pour l'acétanilide (4) et la benzamide (5);

3° Les courbes d'absorption des aryl- et aroyl-azides étudiés sont voisines ([6]) respectivement des courbes des aryl- et aroyl-amines N-formylées correspondantes, excepté le *o*-, *o'*-, *p*- trichlorophénylazide. Ce composé se rapproche, du point de vue spectral, plutôt du *p*-chlorophénylazide que de la *s*-trichloraniline N-formylée ([7]); par suite, l'effet spectral ortho anomal constaté dans le



cas des *o*-substitutions de la formanilide et de l'acétanilide ne s'observe pas, du moins dans les conditions expérimentales utilisées pour le phénylazide. Si toutefois l'effet spectral ortho anomal de certains substituants du phénylazide existe, il doit être très faible par rapport à l'effet des mêmes substituants fixés sur l'acétanilide.

Si l'on se limite aux formules classiques des azides $R.N\langle{}^{N}_{N}\|$ (I) et R.N:N:N (II), et si l'on tient compte des relations spectrales entre les groupements CO et N:N ([8]), on peut admettre que l'effet spectral de la fixation du groupement N_3 sur le benzène et ses dérivés monosubstitués est, dans une certaine mesure, compatible, plutôt avec la formule (I) qu'avec la formule (II). Je poursuis ces recherches en vue de préciser le domaine de validité des relations précédentes.

(*) Séance du 4 mars 1957.

([1]) Les chiffres romains et arabes des parenthèses indiquent respectivement le numéro des figures et des courbes. Les mesures d'absorption des substances étudiées ont été effectuées sur leurs solutions dans l'alcool à 95 %. Les absorptions des solutions alcooliques et cyclohexaniques étant, en général, voisines, je ne donne ici que l'absorption des solutions alcooliques sauf pour les : phénylazide, *p*-méthoxyphénylazide et *p*-nitrobenzazide, pour lesquels sont également donnés les spectres de leurs solutions cyclohexaniques.

([2]) Cette substance a été préparée, comme la plupart des arylazides étudiés, par traitement du sel de diazonium de la *s*-trichloraniline avec le NH_2NH_2, H_2O ou avec le N_3Na.

([3]) *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 109 et recherches inédites.

([4]) *Bull. Soc. Chim.*, 1951, p. 220.

([5]) *Bull. Soc. Chim.*, 1951, p. 534.

([6]) Sauf leurs bandes de faible intensité (inflexions) situées au-delà de 3 000 Å, dont la nature sera discutée dans un Mémoire ultérieur.

([7]) *Bull. Soc. Chim.*, 1949, p. 764.

([8]) *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 246.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les trioxo-2.4.6 pipéridines substituées*. Note (*) de MM. **Joseph Redel** et **Jacques-Pierre Martinaud**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Par condensation des chlorures des acides cyanacétiques substitués avec le malonate d'éthyle, suivie de cyclisation au moyen d'acides sulfurique-acétique, nous avons obtenu des produits possédant le noyau de la trioxo-2.4.6 pipéridine. Une recherche analytique nous a démontré que dans ces substances le groupe cétonique en 4 est énolisé, ils dérivent donc de l'hydroxy-4 glutaconimide (II).

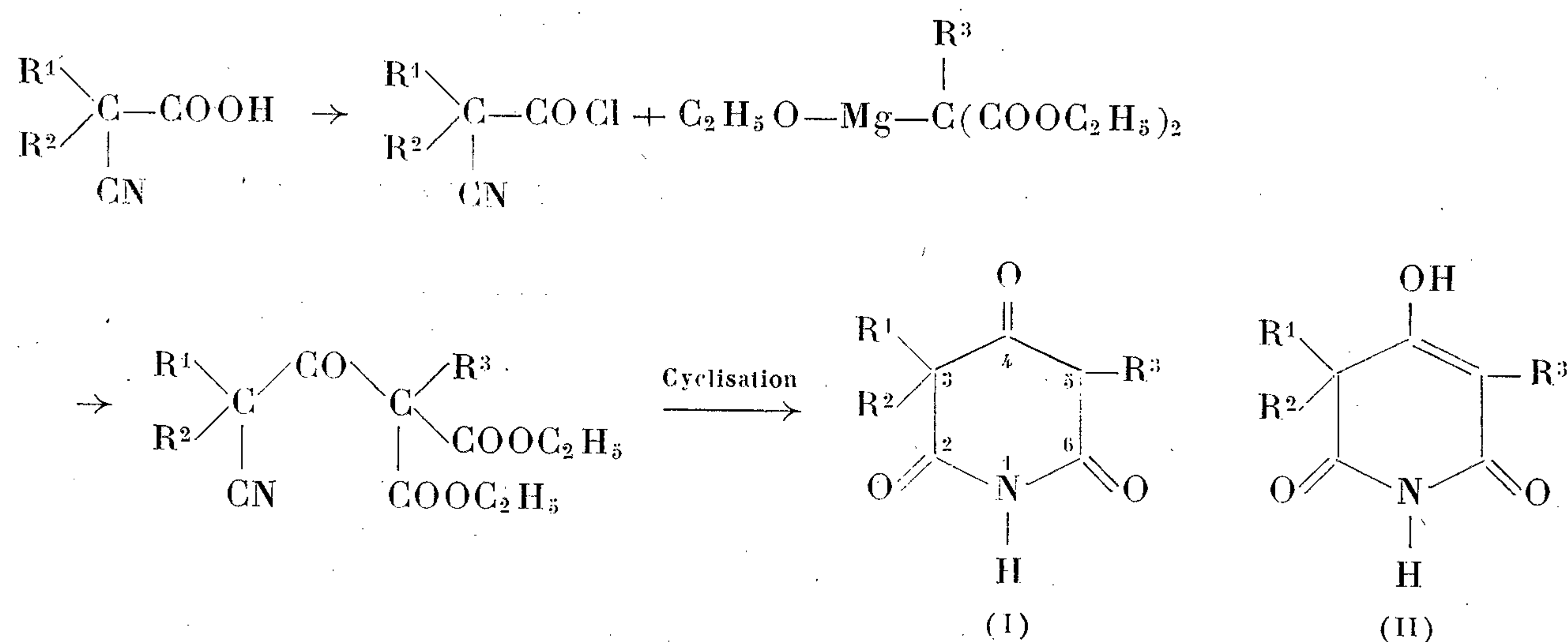
L'article de H. Röhnert ([1]) sur la synthèse des trioxo-2.4.6-pipéridines substituées nous incite à publier les résultats que nous avons obtenus dans ce domaine, qui, depuis un certain temps, fait l'objet de nos recherches.

Nous avons préparé les produits de cette série par la méthode générale qui consiste à condenser les chlorures des acides cyanacétiques substitués avec le malonate d'éthyle ou le méthylmalonate d'éthyle. Les cyanacétylmalonates d'éthyle substitués ainsi obtenus se cyclisent facilement par

R^1.	R^2.	R^3.	R^4.	R^5.	F (°C). Tube capill. (sans correction).	Formule.	C %. Calculé.	C %. Trouvé.	H %. Calculé.	H %. Trouvé.	N %. Calculé.	N %. Trouvé.	Énolisation (%).
C_2H_5	C_2H_5	H	H	H	223-224	$C_9H_{13}O_3N$	59,02	58,90 59,0	7,10	7,10 7,16	7,65	7,57 7,60	98,5 98,4
C_6H_5	CH_3	H	H	H	252-253	$C_{12}H_{11}O_3N$	66,4	66,12 66,25	5,07	5,26 5,27	6,46	6,41 6,46	– –
C_6H_5	C_2H_5	H	H	H	252-253	$C_{13}H_{13}O_3N$	67,5	67,22 67,12	5,63	5,69 5,73	6,07	6,03 6,01	101,4
C_6H_5	C_2H_5	CH_3	H	H	198-200	$C_{14}H_{15}O_3N$	68,6	67,91 68,02	6,12	6,16 6,13	5,71	5,60 5,67	99,5 99,5
C_6H_5	C_2H_5	H	CH_3	H	182-184	$C_{14}H_{15}O_3N$	68,6	68,57 68,62	6,12	6,17 6,25	5,71	5,73 5,78	– –
C_6H_5	C_2H_5	H	H	CH_3	158-159	$C_{14}H_{15}O_3N$	68,6	68,36 68,21	6,12	6,24 6,31	5,71	5,68 5,75	101,8
C_6H_5	C_2H_5	H	CH_3	CH_3	129-130	$C_{15}H_{17}O_3N$	69,5	69,40 69,51	6,56	6,66 6,66	5,41	5,39 5,43	– –
C_6H_5	C_2H_5	CH_3	CH_3	CH_3	145-146	$C_{16}H_{19}O_3N$	70,3	69,90 70,01	6,96	6,94 6,97	5,13	5,29 5,31	– –
C_6H_5	C_2H_5	H	$CH_2CH_2N(C_2H_5)_2$	CH_2	136-137 (*)	$C_{22}H_{30}O_7N_2$ (*)	60,82	60,76 60,68	6,91	7,04 7,08	6,45	6,65 6,64	– –
C_6H_5	C_3H_7	H	H	H	255-256	$C_{14}H_{15}O_3N$	68,6	68,15 68,11	6,12	6,17 6,26	5,71	5,64 5,70	– –
C_6H_5	C_3H_7	CH_3	H	H	200-201	$C_{15}H_{17}O_3N$	69,5	69,43 69,46	6,56	6,58 6,61	5,41	5,31 5,36	– –

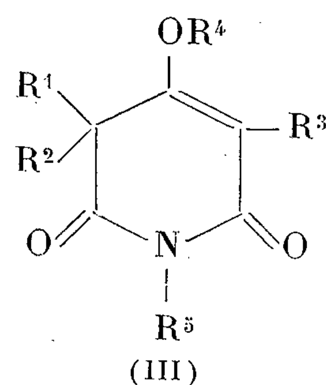
(*) Sous forme d'un oxalate acide.

chauffage dans le mélange d'acides sulfurique-acétique en donnant les imides correspondantes (I).



Röhnert ([1]) a préparé des dérivés de (I) dans lesquels $R_1=R_2=C_2H_5$ et R^3 est l'hydrogène, méthyl, éthyl, butyl ou phényl, en leur attribuant la formule de la céto-4 glutarimide [form. (I)]. Nous avons constaté par titration d'après K. H. Meyer ([2]) qu'en réalité le groupement cétonique en 4 est énolisé et par conséquent il s'agit des dérivés de l'hydroxy-4 glutaconimide [form. (II)]. Cette énolisation n'est d'ailleurs pas surprenante étant donné que les β-dicétones existent le plus souvent sous forme énolique.

Par réaction de substitution sur (II) on abouti aux substances de formule générale (III)



Les produits suivants ont été préparés [*cf.* form. (III)].

Les substances avec OH libre en position 4 (R^4 = H) sont titrables à la soude en présence de phénolphtaléine.

Un Mémoire détaillé paraîtra prochainement dans le *Bulletin de la Société Chimique*.

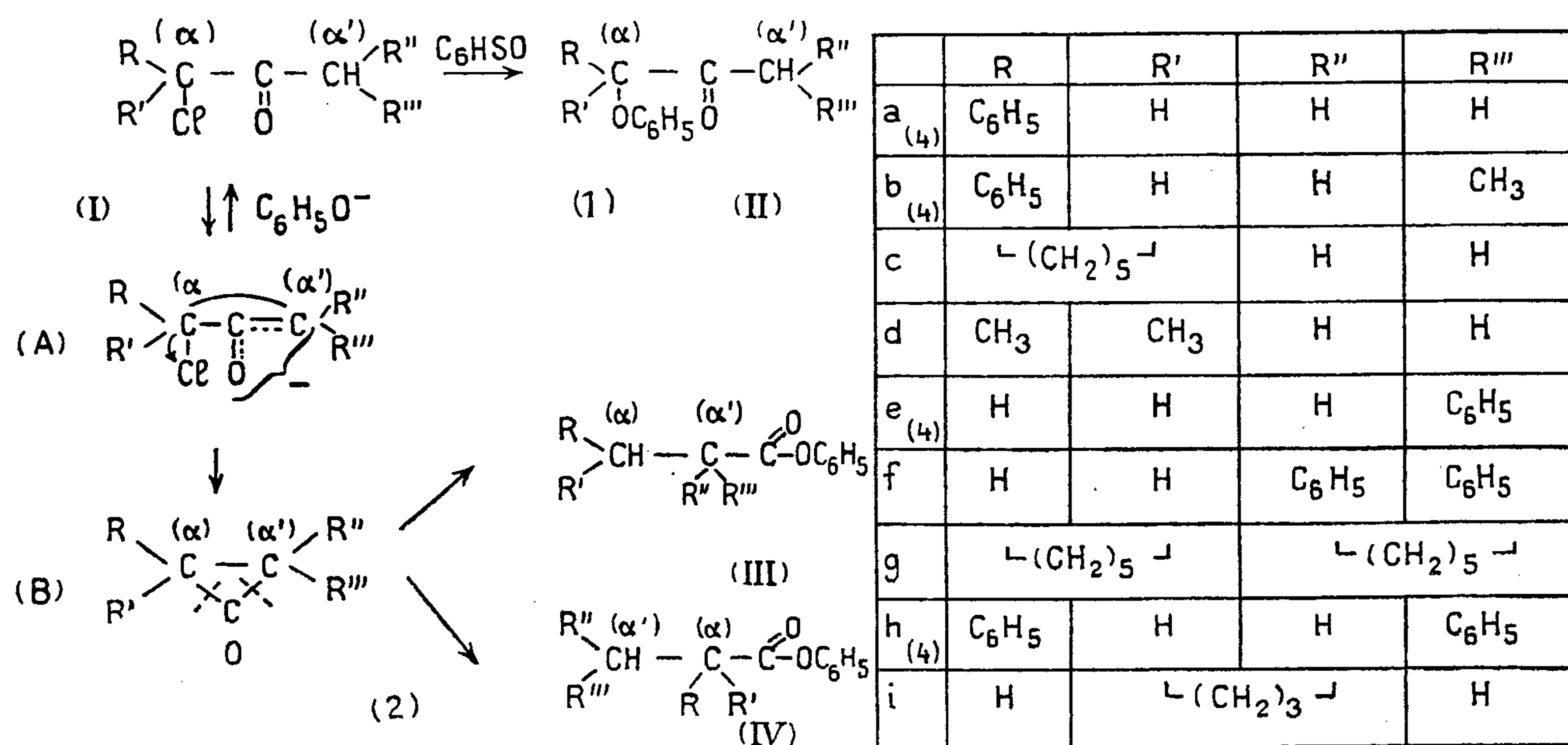
(*) Séance du 4 mars 1957.
([1]) *Chem. Ber.*, 90, 1957, p. 118.
([2]) *Ber.*, 44, 1911, p. 2718.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Transposition de Favorsky résultant de l'action du phénate de sodium sur certaines cétones α-halogénées.* Note (*) de M^me **Marianne Kopp-Mayer**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Certaines cétones α-halogénées, conduisent, sous l'action du phénate de sodium, aux esters phénylés résultant de la transposition de Favorsky à condition que l'un ou l'autre des carbones voisins du carbonyle soit exempt de radicaux substituants.

Dans une Note précédente ([1]) nous avons montré que les réactifs nucléophiles faiblement basiques, tels que le phénate de sodium, par action sur deux cétones α-halogénées (I*a* et I*b*) donnaient lieu non seulement à la réaction de substitution, comme il était admis jusqu'alors ([2]), ([3]), mais également à la transposition de Favorsky. Nous avions de plus montré que la proportion des deux produits de substitution (II*a* et II*b*) et de transposition (III*a* et III*b*) était dépendante de la nature des radicaux R″ et R‴. Une étude plus systématique de cette réaction a montré le bien-fondé de ces premières constatations.

L'objet de la présente Note est d'étudier l'influence de la structure des cétones α-chlorées, soumises à l'action du phénate de sodium sur la vitesse relative de deux des réactions en compétition, à savoir la réaction de substitution (schéma 1) et la réaction de transposition (schéma 2) ([5]). En effet, le rapport entre la vitesse de transposition et la vitesse de substitution, v_t/v_s, rapport qui détermine le résultat final de la réaction, varie avec la structure des cétones α-chlorées.



	R	R′	R″	R‴
a [4]	C_6H_5	H	H	H
b [4]	C_6H_5	H	H	CH_3
c	$(CH_2)_5$		H	H
d	CH_3	CH_3	H	H
e [4]	H	H	H	C_6H_5
f	H	H	C_6H_5	C_6H_5
g	$(CH_2)_5$		$(CH_2)_5$	
h [4]	C_6H_5	H	H	C_6H_5
i	H	$(CH_2)_3$		H

Les résultats de cette étude nous amènent à faire quelques constatations :

1° Dans le cas des cétones (I*c*), (I*d*), (I*e*) et (I*f*) il y a transposition. Pour deux d'entre elles (I*c*) et (I*d*), le carbone α′ n'est pas substitué (R″=R‴=H).

Les deux cétones (I*e* et I*f*) ne comportent pas de radicaux sur le carbone α, porteur du chlore (R = R′ = H). En considérant les stades intermédiaires de la réaction (schéma 2) on constate que malgré la différence notable existant entre les ions carbéniates (A) provenant d'une part des cétones (I*c*) et (I*d*) et d'autre part des cétones (I*e*) et (I*f*), les composés cyclopropaniques (B) qui leur font suite présentent une similitude de structure [7]. En effet, un des carbones (α et α′) de la cyclopropanone (B) intermédiaire provenant tant des cétones (I*c*) et (I*d*) que des cétones (I*e*) et (I*f*) ne comporte pas de radicaux substituants.

2° Dans le cas des trois dernières cétones (I*g*, I*h*, I*i*) dont les carbones α et α′ comportent au moins un substituant, nous avons constaté uniquement la réaction de substitution. En effet, pour ces composés, nous n'avons pas pu isoler de produit transposé.

En conclusion, pour que la transposition de Favorsky, lors de l'action du phénate de sodium, soit le processus prédominant, il est nécessaire que soit le carbone α soit le carbone α′ ne comporte pas de radicaux substituants. La présence d'un radical en chacun de ces deux points modifie le rapport v_t/v_s et, par suite, change la nature du produit de la réaction.

Partie expérimentale. — *Action du phénate de sodium sur les cétones α-chlorées.* — 1,5 mol de phénol dissous dans 1500 ml de dioxane anhydre est additionné de 1,5 atome de sodium. Lorsque le sodium a fini de réagir on ajoute 1 mol de cétone α-chlorée (I) et on chauffe à reflux de 2 à 6 h (sauf pour I*f* : 20 h). On chasse le dioxane sous vide, puis le mélange réactionnel est repris par l'eau et épuisé à l'éther. L'éther est ensuite lavé à la soude puis à l'eau jusqu'à neutralité. La solution éthérée est séchée sur sulfate de magnésium et le résidu distillé sous vide.

Les produits de la réaction constituant le mélange ont été identifiés comme suit :

α-phénoxycétone (II) :

1° Le mélange est traité par du chlorhydrate d'hydroxylamine soit en solution dans l'alcool aqueux en présence d'acétate de sodium, soit en solution dans la pyridine. On isole ainsi l'α-phénoxyoxime correspondant à l'α-phénoxycétone;

2° Le mélange est traité par l'hydrure d'aluminium et de lithium. On isole ainsi l'α-phénoxyalcool correspondant à l'α-phénoxycétone.

Phénoxyester de transposition (III ou IV) :

1° Le mélange est traité par l'acide sulfurique concentré. L'acide ainsi formé est transformé en chlorure d'acide puis en anilide. Ainsi est isolé l'anilide correspondant au phénoxyester;

2° Le mélange est traité par le dérivé bromomagnésien de l'aniline. On isole ainsi l'anilide correspondant au phénoxyester;

3° Le mélange est traité par de la potasse alcoolique. L'acide correspondant au phénoxyester est ainsi isolé.

Ci-dessous sont consignés les rendements en ester de transposition et en α-phénoxy-cétone ainsi que les constantes des composés obtenus.

(IV*c*)	Rdt 40 %	$É_{15}$ 150-152°	Acide	$É_{15}$	126-128°	Anilide F 108-109° (10)
(IV*d*) } (II *d*) }	» 47 %	$É_{15}$ 93-95° (10)	Anilide	F	129-130° (10)	
			Oxime	F	93-95°	
(IV*e*)	» 17 %	$É_{1}$ 147-150° (1)	Anilide	F	97°	
(IV*f*) } (II *f*) }	» 57 %	F 69-70°	Acide	F	155° (10)	
			Oxime	F	69-70°	
(II *g*)	» 83 %	F 68°	Alcool	$É_{0,1}$	158-160°	
(II *h*)	» 60 %	$É_{0,3}$ 190-192°	Alcool	F	83°	
		F 68° (10)				
(II *i*)	» 60 %	$É_{11}$ 159-160°	Oxime	F	101-102° (10)	
		F 64° (10)				

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) M. KOPP-MAYER, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1115.

(2) G. RICHARD, *Thèse Sciences*, Nancy, 1936.

(3) Bibliographie dans la mise au point de R. JACQUIER, *Bull. Soc. Chim.*, 1950, p. D. 35.

(4) Cette cétone α-chlorée, ainsi que l'α-phénoxycétone qui en dérive existe sous deux formes stéréoisomères mais elles n'ont pas été séparées.

(5) Il a été signalé (6) parmi les autres réactions en compétition celle d'élimination et celle de réduction. Nous avons également constaté de telles réactions. Ce travail fera l'objet d'une publication ultérieure.

(6) B. TCHOUBAR, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 1363.

(7) Ce mécanisme de la transposition de Favorsky est étayé par des données expérimentales (8) et théoriques (9).

(8) R. B. LOTTPELD, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 4707.

(9) J. G. BURR et M. J. S. DEWAR, *J. Amer. Chem. Soc.*, 1954, p. 1201.

(10) Ce composé a déjà été décrit par d'autres auteurs.

MINÉRALOGIE. — *Étude en microscopie électronique de l'altération des cristaux de kaolinite.* Note de Mme **AGNÈS OBERLIN (MATHIEU-SICAUD)** et M. **CYRILLE TCHOUBAR**, présentée par M. Charles Mauguin.

Un échantillon de kaolinite est soumis pendant 31 jours à une alternance régulière de lessivages par l'eau, en cycle fermé, et de chauffages à 80°. Le changement de faciès des particules est étudié en microscopie électronique. Les microcristaux altérés s'enroulent en tubes, dont la forme est celle de l'halloysite.

Au cours d'une étude minéralogique des gisements argileux primaires du Sahara Central, des échantillons de kaolinite ont été prélevés, purifiés et étudiés.

L'observation au microscope électronique montre une variation progressive de la forme des microcristaux en fonction de la profondeur de prise de l'échantillon. En effet la kaolinite provenant d'une galerie souterraine d'exploitation, montre un faciès normal, c'est-à-dire des plaquettes pseudo-hexagonales bien formées; au contraire, dans un prélèvement effectué à la surface du sol, la plupart des particules sont plus ou moins enroulées en forme de tubes. Cet aspect est voisin de celui de l'halloysite ([1]). Ces observations suggèrent une altération due sans doute aux conditions climatiques. En effet, au Sahara Central, la température peut atteindre 80° à la surface du sol et celui-ci est donc exposé à une alternance de dessiccations brutales et de lessivages par les eaux de ruissellement au cours des pluies d'orage. Ces dernières quoique rares, ont lieu plusieurs fois par an.

Nous avons tenté de reproduire expérimentalement des conditions analogues. A cet effet, un fragment de kaolinite reconnue exempte de particules enroulées a été placé alternativement pendant 12 h dans un appareil permettant une circulation d'eau intermittente, en cycle fermé ([2]), puis dans une étuve réglée à une température inférieure à 80°. L'expérience de percolation-dessiccation alternées a été poursuivie durant 31 jours.

Au bout de ce temps, la kaolinite a été mise en suspension dans l'eau et l'observation comparative de l'argile traitée et de l'argile brute a montré un net enrichissement en fraction fine des échantillons altérés. Deux tubes à essais contenant l'un de la kaolinite brute en suspension dans l'eau, l'autre de la kaolinite traitée 31 jours, sont laissés au repos 5 jours. Le premier ne contient plus de particules en suspension, le second contient encore 16 % en poids d'argile en suspension.

Les argiles traitées ont été observées comme les argiles naturelles, au microscope électronique. Les particules sont mises en suspension dans l'eau. Une goutte de cette suspension convenablement diluée est déposée sur un porte-objet, préalablement couvert d'une membrane support de carbone. Les préparations ont été ombrées au cuivre sous un angle de 10°; ceci permettant d'évaluer l'épaisseur des particules.

L'examen des kaolinites naturelles montre que l'enroulement des microcristaux se fait sur les particules les plus minces, d'épaisseur inférieure à 40 Å et suivant l'un des axes cristallographiques *a* ou *b*.

Les kaolinites traitées ont été examinées à différentes phases du traitement : les prélèvements correspondent à 10, 17 et 31 jours de percolation-dessiccation. Au début du traitement l'examen des préparations n'a montré aucun enroulement de particule, mais seulement un clivage suivant (001) qui amincit les cristaux progressivement. Ce n'est qu'à partir de 17 jours que les particules d'épaisseur inférieure à 50 Å ont commencé à se replier. Le dernier prélèvement (au bout de 31 jours)

a montré environ 30 % en nombre de particules enroulées et très minces, leur épaisseur est comprise entre 3 et 5 feuillets.

Ces expériences suggèrent que l'altération secondaire, en surface, des gisements de kaolinite, produit un clivage des microcristaux suivant (001). A la limite extrême, on peut avoir désorganisation complète des feuillets suivant la perpendiculaire à (001), ce qui permettrait aux particules de s'enrouler librement. D'autre part, l'observation d'un faciès tubulaire permet de supposer la formation d'halloysite. La suite de ce travail tentera d'établir qu'il en est ainsi par détermination de la structure à l'aide de la diffraction électronique.

(1) T. F. Bates, F. A. Hildebrand et A. Swineford, *Am. Minér.*, 35, 1950, p. 463-484.
(2) C. Guillemin, *Bull. Soc. franç. Minér. Crist.*, 79, 1956, p. 7-89.

GÉOPHYSIQUE. — *Essai d'interprétation des anomalies gravimétriques de l'Algérie orientale.* Note (*) de MM. **Jean Lagrula** et **Alexis Lambert**, présentée par M. Pierre Lejay.

Dans une Note antérieure (1), nous avons examiné les anomalies gravimétriques du Hodna. Depuis, l'un de nous (J. L.), a effectué de nouvelles déterminations beaucoup plus serrées et plus précises que les anciennes, au moyen d'un gravimètre Western, non seulement dans le Hodna, mais dans toute l'Algérie orientale. De la documentation ainsi obtenue et présentée sous forme de cartes d'anomalies isostatiques, nous allons tirer quelques conclusions générales, réservant l'étude des détails à une publication plus étendue. Le système utilisé est celui d'Airy, avec la profondeur de compensation T = 30 km.

1. Entre Boghari et le chott Melrhir, une zone d'anomalies négatives très marquées et continues coïncide sur presque toute sa longueur avec un bassin néogène auquel s'adjoignent vers l'Est d'épaisses couches plio-quaternaires affectées de plis récents. Les minima (— 50 mgals environ) correspondent aux aires synclinales les plus creuses, les maxima à des axes anticlinaux. Toutefois les anomalies restent négatives sur le « seuil de Biskra » où les plis de l'Atlas Saharien affleurent largement en l'absence de toute couverture récente : *si l'essentiel de nos anomalies négatives relève de la sédimentation récente, un résidu doit faire l'objet d'une autre explication, et comme la considération d'un degré notable de régionalité semble exclue* (2), *on est enclin à lier ce résidu à une orogénèse vivante.*

L'aspect de cette zone a incité l'un de nous (A. L.) à reconsidérer l'his-

toire stratigraphique et tectonique des régions situées de part et d'autre du « seuil de Biskra » et à relever une identité parfaite des séries néogènes et mio-quaternaires, ainsi que des jeux tectoniques.

2. Une autre zone d'anomalies négatives confondue avec la première de Boghari à M'Sila, s'en détache au-delà, gagnant vers le Nord-Est les hautes plaines du Constantinois, en direction de la vallée de la Medjerda. Elle paraît correspondre à la partie la plus profonde d'une vaste plicature en creux d'âge miocène qui marquerait la limite sud des nappes de glissement (front sud-tellien).

De ce dispositif structural, déformé par les orogénèses et les érosions ultérieures, ne subsisteraient que des reliquats modestes, à l'échelle des anomalies (— 20 mgals comme ordre de grandeur) de cette zone pourtant remarquable par sa continuité sur plus de 500 km.

3. Il est surprenant de constater qu'un autre accident, très récent celui-là, la « flexure saharienne » (3), qui suivrait d'un bout à l'autre la bordure méridionale de l'Atlas Saharien, n'est nullement marquée sur la carte gravimétrique. *Les domaines atlasique et saharien ne sont peut-être pas aussi différenciés qu'on l'admet généralement.*

4. Hormis quelques zones assez localisées, c'est surtout dans la région littorale qu'on note des anomalies positives, atteignant 60 mgals; elles sont atténuées dans les bassins de sédimentation récente mais si l'on applique à ces derniers non pas une « correction géologique » rigoureuse, pour laquelle les éléments font défaut, mais une retouche grossièrement évaluée, on obtient des isanomales sensiblement parallèles à la bordure continentale arrêtée à l'isobathe 200. Nous complétons ainsi une constatation antérieure (2), en remarquant que le plateau continental se développe largement en Algérie orientale en direction du détroit siculo-tunisien; l'isanomale + 40 abandonne le littoral à l'Est du massif de Collo et passe vers l'île de la Galite (2).

La localisation à une étroite bande littorale des massifs métamorphiques paléozoïques incitait à leur imputer nos anomalies positives (2).

L'examen détaillé de notre récente documentation gravimétrique semble impliquer un autre phénomène, responsable aussi de l'établissement de la bordure continentale.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) J. Lagrula et A. Lambert, *Comptes rendus*, **227**, 1948, p. 774.

(2) J. Lagrula, *Bull. Serv. Carte Géol. Algérie*, 1951.

(3) R. Laffite, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 9, 1939, *fig.* 1-6, *pl.* XIII, p. 135-159.

OCÉANOGRAPHIE. — *Les mouvements radiaux de Hamel lorsqu'il existe une force de Coriolis et la structure de certains courants océaniques.* Note (*) de M. **Bernard Saint-Guily**, présentée par M. Joseph Pérès.

Les mouvements radiaux de Hamel subsistent en présence d'une force de Coriolis de paramètre constant ou fonction de la variable angulaire, et ce paramètre figure seulement dans la relation donnant la pression. L'étude de ces mouvements confirme l'existence de contre-courants dans les océans en particulier dans le Gulf-Stream.

Les hypothèses qui caractérisent les mouvements de Hamel [1] sont pratiquement les suivantes; le mouvement est plan, permanent, et dans un système de coordonnées polaires (r, θ), la composante angulaire de la vitesse est nulle, alors que la composante radiale u a pour expression

$$u = -\frac{1}{r} u_0(\theta). \tag{1}$$

Nous admettons en outre qu'il existe une force de Coriolis de paramètre $\lambda = 2\omega \sin\varphi$ où ω désigne la vitesse angulaire de rotation de la terre et φ la latitude, et que la viscosité du fluide considéré est une viscosité virtuelle d'origine turbulente définie par un coefficient μ beaucoup plus important que le coefficient de viscosité réel. Dans ces conditions les équations du mouvement s'écrivent, si p désigne la pression

$$\begin{cases} r\dfrac{\partial p}{\partial r} = \dfrac{u_0^2}{r^2} - \dfrac{\mu}{r^2}\dfrac{d^2 u_0}{d\theta^2}; \\ \dfrac{\partial p}{\partial \theta} = \lambda u_0 - \dfrac{2\mu}{r^2}\dfrac{du_0}{d\theta}; \end{cases} \tag{2}$$

et l'on en déduit les deux relations

$$\frac{d^2 u_0}{d\theta^2} + 4u_0 - \frac{u_0^2}{\mu} = c; \tag{3}$$

$$p = p_0 + \lambda \int u_0\, d\theta - \frac{2\mu}{r^2} u_0 + \frac{\mu c}{2r^2}; \tag{4}$$

où c et p_0 sont des constantes d'intégration.

Passons à des variables sans dimension, introduisons en particulier un nombre de Reynolds virtuel $R = au_m/\mu$, où u_m est la vitesse maximum pour une valeur du rayon r égale à a. Désignons de plus par Θ l'angle d'ouverture du canal, c'est-à-dire le demi-angle formé par les parois. On montre que si R est assez grand, si le canal est divergent et si son angle d'ouverture Θ est

supérieur à une certaine valeur critique Θ_c, alors l'écoulement constitué par une veine positive seule n'est plus possible, il y a nécessairement des contre-courants et il peut même exister plusieurs veines positives séparées par des contre-courants. Soit $F(\pi/2, k)$ l'intégrale elliptique de première espèce complète on a

$$\Theta_c = \sqrt{\frac{3}{R+3}} F\left(\frac{\pi}{2}, k\right); \qquad k = \sqrt{\frac{R}{2(R+3)}}. \tag{5}$$

D'autre part, dans le cas où il existe ainsi des contre-courants, l'ouverture de la ou des veines positives a une limite inférieure Θ_0 qui a pour expression

$$\Theta_0 = \frac{1}{\sqrt{R+2}} \log \left| \frac{1 + \sqrt{\frac{2R}{3(R+2)}}}{1 - \sqrt{\frac{2R}{3(R+2)}}} \right| \tag{6}$$

et l'on a $\Theta_0 < \Theta_c$.

Dans les océans, si on admet les données numériques suivantes :

$$a \sim 10^7 \text{ cm}; \qquad u_m \sim 100 \text{ cm/s}; \qquad \mu \sim 10^6 \text{ C.G.S.};$$

on obtient un nombre de Reynolds virtuel $R \sim 10^3$, et un angle critique $\Theta_c \sim 6^\circ$.

Cette faible valeur de l'angle d'ouverture critique nous semble justifier, au moins qualitativement, l'existence et la formation des contre-courants et des langues du Gulf-stream ([2]). En raison de la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude le Gulf-stream, qui au début a l'allure d'une veine de courant considérable, se trouve canalisé le long de la côte Ouest de l'Amérique du Nord; et on a constaté l'existence de deux veines de courant supplémentaires qui prennent naissance, l'une au niveau du Cap Hatteras, l'autre au niveau du banc de Terre Neuve. Or en ces deux points, la côte et le haut-fond dessinent visiblement une brusque augmentation d'ouverture supérieure à 30°.

Il semble aussi que la faible valeur de l'angle critique et une courbure de la côte relativement forte soient à l'origine d'un contre-courant portant à l'Ouest observé en Méditerranée le long de la côte d'Afrique du Nord ([3]). En effet ce contre-courant se situe vers 6° de longitude Est et l'orientation de la côte change d'environ 30° entre la longitude 0° et 6° Est.

(*) Séance du 4 mars 1957.

([1]) G. Hamel, *Jahresbericht der deutschen Mathematiker Vereinigung*, **25**, 1916; M. A. Rosenblatt, *Mémorial des Sciences Mathématiques*, fasc. **72**, 1935.

([2]) F. C. Fuglister, *Tellus*, **4**, 1951, p. 230.

([3]) H. Lacombe et P. Tchernia, *Bull. Inf. C.O.E.C.*, **1**, 1954 et **9**, 1956.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Activité des auxines-oxydases et circumnutation des tiges du* Phaseolus multiflorus. Note de MM. **Paul-Émile Pilet** et **Lucien Baillaud**, présentée par M. Raoul Combes.

C'est dans la région où les tiges volubiles du *Phaseolus* présentent des mouvements de nutation que les auxines-oxydases sont les moins actives (minimum de destruction *in vivo* par voie enzymatique des auxines endogènes).

Il est admis aujourd'hui que le mouvement révolutif des tiges nutantes résulte d'une élongation différente de leurs diverses génératrices. L'autonomie du mouvement suppose un rythme endogène de l'allongement de la génératrice et la vitesse linéaire du sommet de la tige résulte de la différence de phase entre les génératrices voisines, qui varie d'ailleurs périodiquement ([1]). Des observations récentes indiquent que les mouvements de nutation et les phénomènes de croissance sont liés. Sur la tige volubile du *Mandevillea*, un parallélisme entre la vitesse d'élongation et celle de nutation a pu être noté ([2]). L'action de la température sur les périodes de nutation de la Cuscute paraît indiquer que ces phénomènes sont réglés par des processus chimiques ([3]), ce que confirme le fait que l'acide iodo-acétique ($3,3.10^{-3}$ M) entraîne un ralentissement de la vitesse angulaire et un arrêt du mouvement ([4]).

Afin de préciser les relations éventuelles entre croissance et nutation, nous avons entrepris l'étude de l'activité des auxines-oxydases ([5]) dans des tissus provenant de portions de tiges caractérisées par un mouvement révolutif. Des essais sur l'épicotyle du *Pisum* étiolé ([6]) ont indiqué que l'activité de ces enzymes augmente du sommet à la base de la tige. En d'autres termes, et ceci fut, en particulier, démontré sur les racines du *Lens* ([7]) et les fragments de carotte cultivés *in vitro* ([8]), les tissus jeunes se distinguent des tissus âgés par une faible activité de leurs auxines-oxydases [d'ailleurs susceptibles d'être inhibées ou stimulées par diverses substances ([9])].

Nous avons choisi des plantes du *Phaseolus* cultivées à 27° C environ (source thermique d'infrarouge), sous un régime de 14 h d'obscurité en moyenne et 10 h de lumière (lumière naturelle + éclairage d'appoint de 1500 lx environ). On a pu observer sur ces tiges (30 j $\pm$ 2; 34 cm $\pm$ 4) des mouvements de nutation localisés dans la portion de l'axe située au-dessus de la première paire de feuilles végétatives (10 cm $\pm$ 2). D'abord lents ces mouvements s'accélèrent puis se stabilisent (c'est à ce stade que les observations ont été faites).

L'analyse de l'activité des auxines-oxydases (exprimée en microgrammes d'acide β-indolyl-acétique (ABIA) détruits pendant 60 mn et pour 200 mg

de poids frais) a été faite selon notre technique habituelle ([10]) et les résultats sont reportés dans le tableau ci-dessous.

Activité des auxines-oxydases : µg ABIA détruits/60 mn/200 mg de poids frais.

Fragments prélevés du sommet (0) *à* 2,0 cm (V. M. du P. F. = 310 mg ± 92).

0,0-0,2.	0,2-0,4.	0,4-0,6.	0,6-0,8.	0,8-1,0.	1,0-1,2.	1,2-1,4.	1,4-1,6.	1,6-1,8.	1,8-2,0.
9,7	3,5	4,1	4,8	3,7	5,3	7,2	4,8	7,0	6,4

Fragments prélevés de 2 *à* 12 cm (V. M. du P. F. = 425 mg ± 70).

2-3.	3-4.	4-5.	5-6.	6-7.	7-8.	8-9.	9-10.	10-11.	11-12.
13,6	12,5	10,1	11,7	15,2	12,3	17,1	15,2	23,2	30,9

Fragments prélevés de 12 *à* 30 cm (V. M. du P. F. = 372 mg ± 120).

12-14.	14-16.	16-18.	18-20.	20-22.	22-24.	24-26.	26-28.	28-30.
31,2	27,8	31,0	34,3	30,2	30,7	37,2	29,4	35,8

V. M. du P. F. = valeur moyenne du poids frais.

On remarquera que : 1° l'activité de ces enzymes augmente constamment du sommet à la base; 2° la zone où l'on observe les mouvements de nutation (0,2 à 10 cm) est précisément celle où l'activité des auxines-oxydases est la plus faible (9,08 en moyenne); 3° les régions inférieures (sans nutation) ont des enzymes beaucoup plus actives (30,06 en moyenne).

Ainsi, les régions de la tige qui sont caractérisées par des mouvements révolutifs observables sont celles où l'inactivation *in vivo*, par voie enzymatique, du ABIA est la plus faible. Il y a là une relation nette entre les phénomènes de nutation et les processus biochimiques de nature auxinique.

([1]) A. et J. Tronchet, *Ann. Sc. Franche-Comté*, **1**, 1946, p. 57; L. Baillaud, *Ann. Sc. Univ. Besançon*, **6-7**, 1952; *Bot.*, **1**, p. 29.

([2]) Y. Courtot, *Ann. Sc. Univ. Besançon*, (Sér. 2), 1955; *Bot.*, **6**, p. 45.

([3]) L. Baillaud, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1986.

([4]) L. Baillaud, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 164.

([5]) P. Larsen, *Ann. Rev. Plant Physiol.*, **2**, 1951, p. 169; S. A. Gordon, *Ibid.*, **5**, 1954, p. 341.

([6]) A. W. Galston et L. Y. Dalberg, *Amer. J. Bot.*, **41**, 1954, p. 373.

([7]) P. E. Pilet, *Act. Soc. Helv. Sc. nat.*, **135**, 1955, p. 133; *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 371; P. E. Pilet et A. W. Galston, *Physiol. Plantarum*, **8**, 1955, p. 888.

([8]) P. E. Pilet, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1141.

([9]) P. L. Goldacre, A. W. Galston et R. L. Weintraub, *Arch. Biochem. Biophys.*, **43**, 1953, p. 358; P. E. Pilet et A. W. Galston, *Physiol. Plantarum*, **8**, 1955, p. 888; G. A. Maclachlan et E. R. Waygood, *Ibid.*, **9**, 1956, p. 321; W. S. Hillman et A. W. Galston, *Ibid.*, **9**, 1956, p. 230; P. E. Pilet, *Experientia*, **13**, 1957, p. 35.

([10]) P. E. Pilet, *Rev. gen. Bot.*, 1957 (sous presse).

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Mise en évidence de l'ergastoplasme (réticulum endoplasmique) dans les cellules méristématiques de la racine d'*Allium cepa *L.* Note de M. **Roger Buvat** et Mlle **Nina Carasso**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'étude, au microscope électronique, de sections ultra-fines de méristèmes radiculaires d'*Allium cepa* dévoile des différenciations cytoplasmiques semblables à l'ergastoplasme décrit dans les cellules des Vertébrés et, récemment (8), chez un Insecte, *Gryllus domesticus*. Ces structures sont parfaitement distinctes des systèmes de Golgi qui les côtoient.

Les premières observations du « réticulum endoplasmique » *au moyen du microscope électronique* ont été effectuées en 1945 par Porter, Claude et Fullam (1) sur des cellules animales cultivées *in vitro* et examinées *in toto*, ce qui est possible lorsqu'elles s'étalent sur la surface des supports.

Depuis ces premières publications, les progrès techniques ont permis d'observer maintes fois ce réticulum sur des sections ultra-fines de diverses cellules des Vertébrés [Dalton et ses collaborateurs (2), Bernhard, Gautier et Oberling (3), Sjöstrand (4)] et de faire le raccord entre les structures observées, soit *in toto*, soit en sections ultra-fines [Palade (5)].

A vrai dire, cette étude est encore en cours et les nombreuses observations, effectuées dans des cellules de Vertébrés, conduisent à des critères de détection qui ne donnent pas toutes garanties sur l'unité et la spécificité de ces structures.

De plus, les travaux français récents [Oberling, Bernhard et coll. (6)], conduisent à assimiler, en partie au moins, le *réticulum endoplasmique*, tel que le conçoit Palade (7), à l'*ergastoplasme* décrit par Garnier dès 1897, et que la cytologie classique avait délaissé.

Quoi qu'il en soit, les différenciations cytoplasmiques en question ont été d'abord observées et décrites dans de nombreuses cellules *exclusivement chez les Vertébrés*. L'année passée, Berkaloff (8) les retrouva dans les leucophagocytes de *Gryllus domesticus*. Cette importante découverte montre donc que l'ergastoplasme n'est pas une structure propre aux Vertébrés.

Nous sommes aujourd'hui en mesure d'ajouter que ces structures se trouvent également chez les Végétaux. Nous les avons en effet reconnues dans les cellules méristématiques de la racine d'*Allium cepa* où elles sont conformes aux caractéristiques établies par Palade (7).

La confrontation des examens *in toto* et en sections conduit Palade à concevoir cet appareil comme un système de cavités, canalicules ou saccules aplatis, anastomosés, renflés çà et là en vésicules plus larges, et parcourant le cytoplasme depuis le noyau jusqu'à la membrane de la

cellule. Les diamètres des contours, observés en section, sont de 50 à 300 mμ et l'infrastructure est composée d'un contenu clair apparemment homogène, entouré d'une fine membrane, dense aux électrons après la fixation osmique. Divers types d'organisation ont été reconnus, ils sont caractéristiques des types cellulaires et font penser que le réticulum endoplasmique est un des éléments de la différenciation. Palade réunit en un même système les cavités bordées exclusivement par la fine membrane (« *smooth surfaced* ») et celles où cette membrane limitante est elle-même tapissée extérieurement de granules, opaques aux électrons après la fixation osmique (« *rough surfaced* »). Ces particules, ou « grains de Palade », existent également à l'état « libre », c'est-à-dire à l'état dispersé dans le cytoplasme fondamental (« *matrix* » des auteurs). Il ne semble pas exclu que les sections à surface lisse (« *smooth surfaced* ») soient parfois étrangères au réticulum de Palade, mais le passage de l'une à l'autre structure aurait été observé à plusieurs reprises.

Des résultats récents, qui demandent encore des confirmations, suggèrent des anastomoses entre le réticulum endoplasmique et, d'une part la membrane cellulaire, d'autre part la membrane nucléaire. On a reconnu en outre que les contrôles, au microscope électronique, des fractions des ultra-centrifugats considérées autrefois comme des *microsomes* sont, au moins en majorité, des membranes endoplasmiques de type « rough », ce qui indiquerait que les grains de Palade sont des ribonucléoprotéines. Il semble donc que ce système, qui réalise de grandes surfaces intracellulaires, puisse avoir un rôle important dans les synthèses et les transports de substances du métabolisme. Dans ce cas, il y avait peu de chances pour qu'il soit propre à la cellule animale.

De fait, nos observations sur des sections ultra-fines de cellules du méristème radiculaire d'*Allium cepa* nous ont dévoilé de telles structures, parfaitement identiques à celles décrites dans les cellules animales.

En section, les plus caractérisées de ces différenciations se présentent sous forme de filaments doubles, flexueux et ordinairement assez longs (*fig.* 1 et 2, *e*), plus ou moins densément tapissés de granules sombres (*fig.* 1 et 3) et parfois renflés en vésicules aux extrémités. Le plus grand écartement de ces saccules, les anastomoses qui existent entre eux, leurs dimensions, les grains qui les tapissent, les distinguent sans ambiguïté des systèmes de Golgi qui se trouvent également disséminés dans le cytoplasme (*fig.* 2 et 3, *G*).

En plus de ces contours filamenteux, le cytoplasme montre de nombreux contours ovalaires ou arrondis (*fig.* 2, *o*), qui ressemblent à ceux décrits par Palade, mais dont l'interprétation doit être réservée. Enfin, la figure 1 montre une aire claire très vaste (*a*), limitée par une membrane analogue

à celle qui borde les formations réticulaires, et qui se prolonge à droite par un étranglement, comparable aux lamelles ergastoplasmiques et dilaté lui-même en ampoule terminale. Il est possible qu'il s'agisse d'une dilatation vésiculaire du réticulum endoplasmique, mais, là encore, il serait prématuré de se prononcer. Ajoutons que ces formations se rencontrent particulièrement au voisinage des leucoplastes (*fig.* 1 et 2) et du noyau, mais nous n'avons encore aucune indication relative aux rapports éventuels entre ces organites.

Le but de cette Note est simplement de montrer l'existence du réticulum endoplasmique dans le cytoplasme végétal. Ajoutée à la récente mise en évidence de l'appareil de Golgi, elle confirme l'unité structurale fondamentale de la cellule dans les deux règnes.

LÉGENDES DES FIGURES.

Sections fines de cellules du méristème radiculaire d'*Allium cepa*.

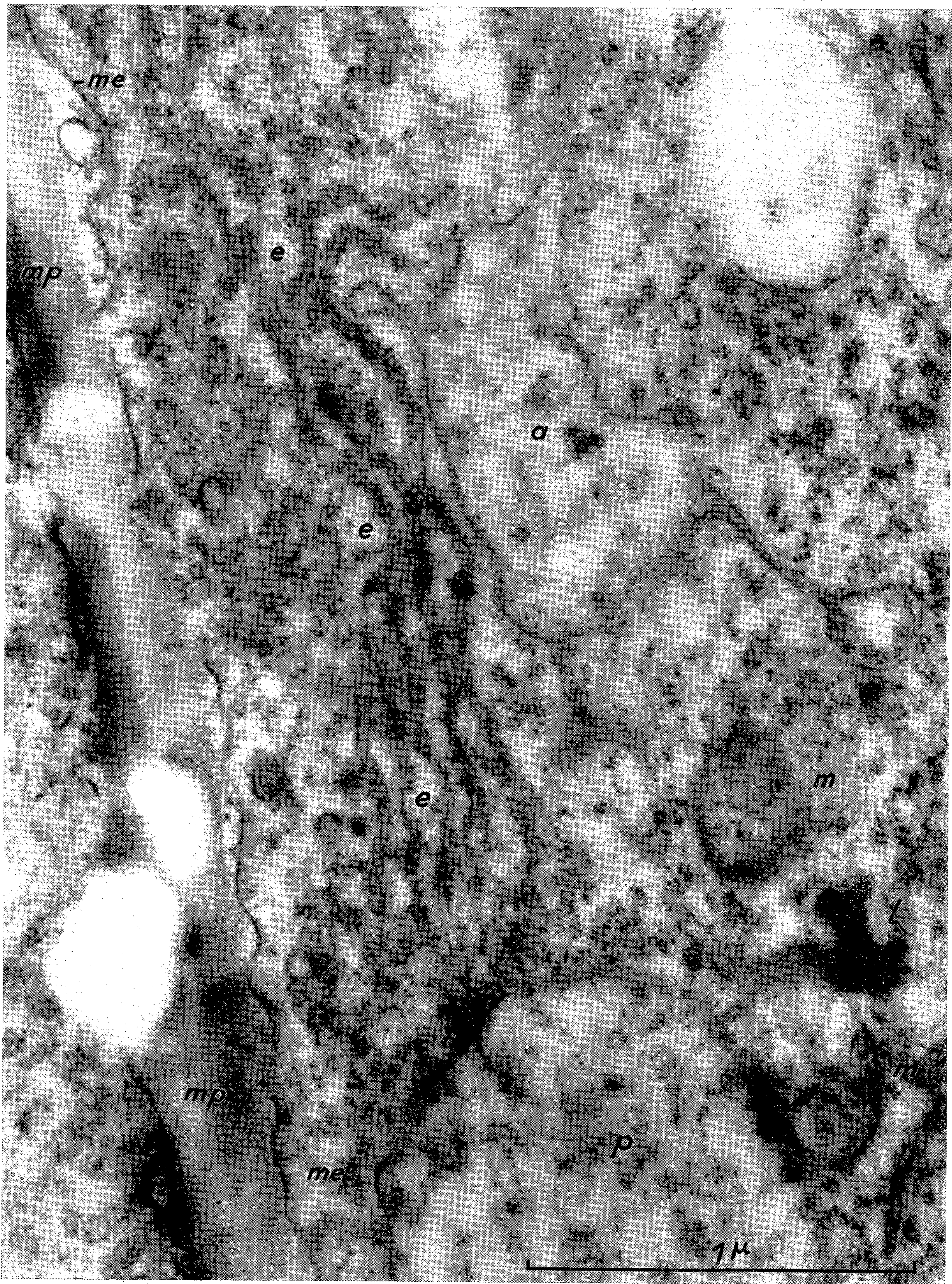
Fig. 1. — Aire cytoplasmique montrant les contours d'un plaste (*p*), de mitochondries (*m*) et de différenciations ergastoplasmiques (*e*) formant dans l'espace des saccules aplatis, irrégulièrement tapissés de granules osmiophiles (grains de Palade) attachés à leur surface externe. Une aire claire (*a*), limitée par une membrane osmiophile à contour lobé, suggère un renflement vésiculeux d'un de ces saccules, mais cette interprétation reste fort incertaine; *mp*, membrane pectocellulosique, où les lacunes claires sont des altérations dues à la préparation des sections; *me*, membrane ectoplasmique; *l*, reste de granulation lipidique (× 60 000).

Fig. 2. — Autre fragment renfermant des sections de plastes (*p*), d'un système de Golgi (*G*) et de saccules ergastoplasmiques (*e*). On voit également des contours arrondis ou ovalaires (*o*) semblables à ceux que Palade considère comme des sections de diverticules ergastoplasmiques (× 60 000).

Fig. 3. — Autre exemple, plus grossi, où voisinent des mitochondries (*m*), un système de Golgi (*G*) et des formations ergastoplasmiques (*e*). Ces dernières comportant des parties lisses, sans granules fixés à la membrane (forme « smooth », *s*) et des parties tapissées de grains de Palade (forme « rough », *r*) (× 80 000).

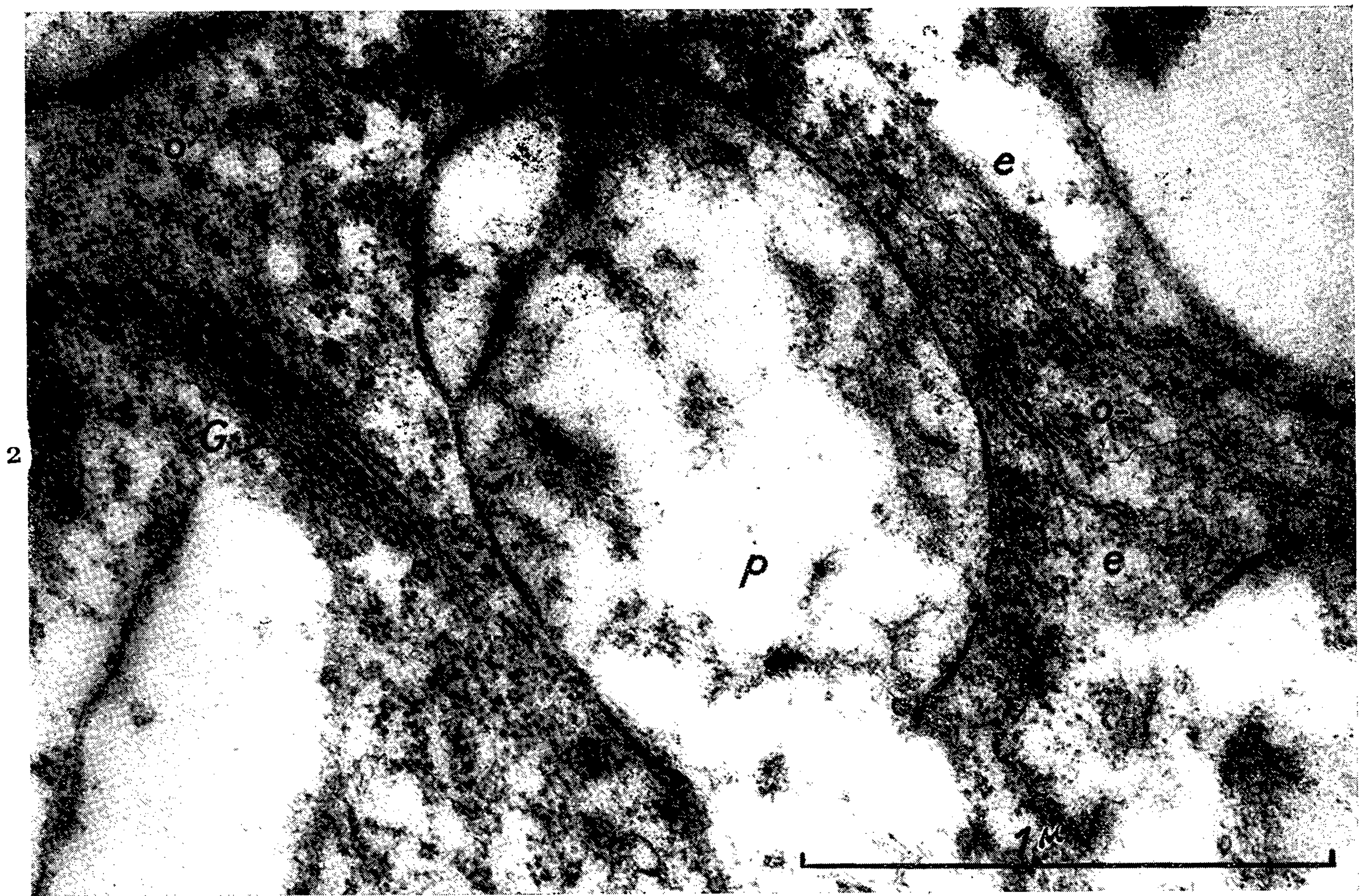
(1) *J. Exp. Med.*, **81**, 1945, p. 233.
(2) *Amer. J. Anat.*, **89**, 1951, p. 109.
(3) *C. R. Soc. Biol.*, **145**, 1951, p. 566.
(4) *Nature*, **171**, 1953, p. 31.
(5) *J. Exp. Med.*, **95**, 1952, p. 285.
(6) *Presse médicale*, **61**, 1953, p. 719.
(7) *J. Biophys. and Biochem. Cytology*, **2**, 1956, supplément « tissue fine structure », p. 85.
(8) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1158.

(*Laboratoire de Botanique, École normale supérieure et Laboratoire de Microscopie électronique appliquée à la Biologie, Paris.*)

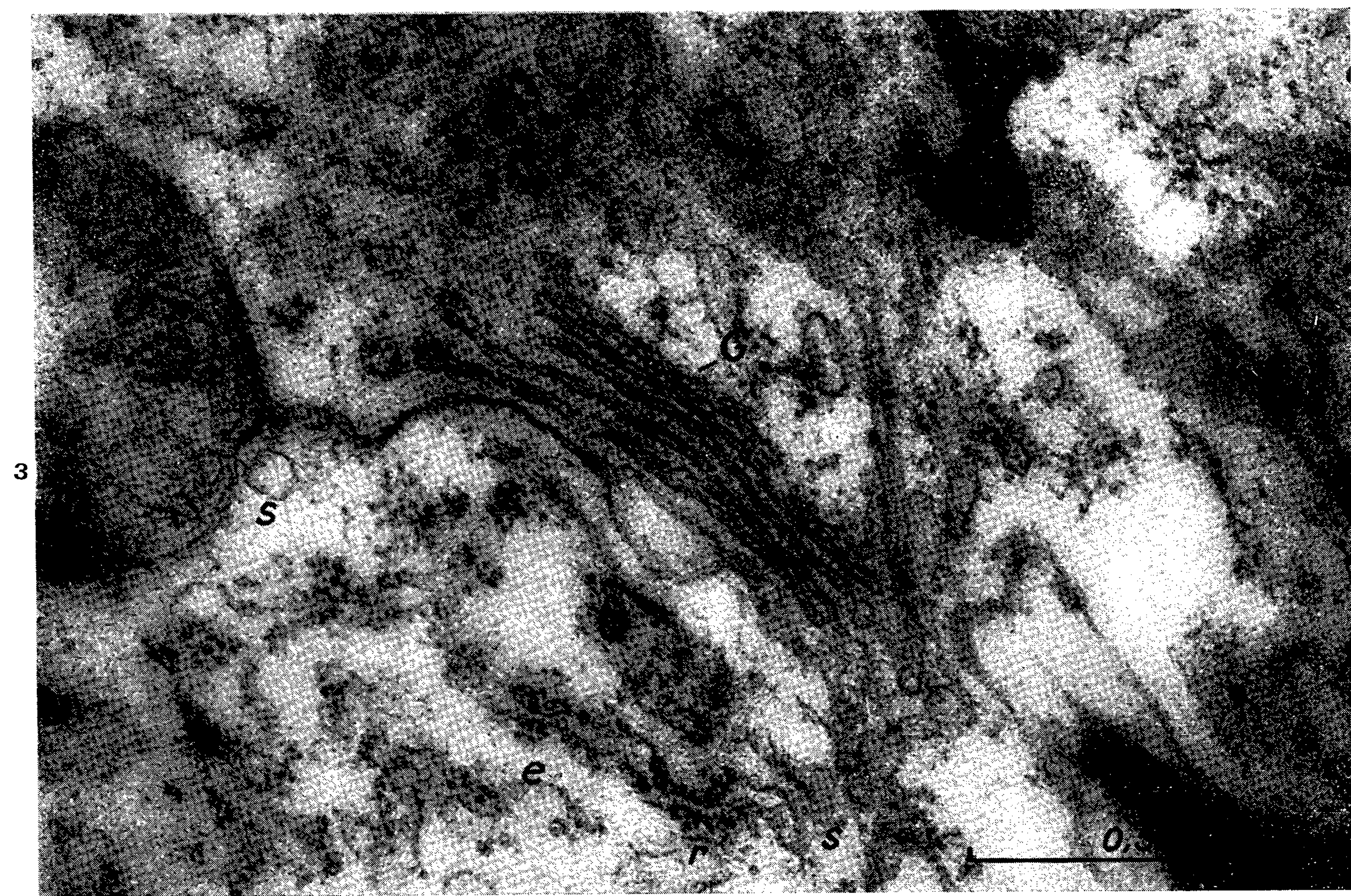


1

2



3



PATHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur le comportement des Vitacées à l'égard du Mildiou de la Vigne* (Plasmopara viticola *B. et C. Berl. et de T.*). Note de M. **Denis Boubals**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Ces dernières années, l'attention a été attirée sur les nécroses qui se produisent lorsque le Mildiou intervient sur les organes herbacés des Vitacées dites résistantes à ses attaques. Dans la présente Note nous précisons le moment d'intervention, la localisation et les conséquences des réactions nécrotiques qui se produisent aux stomates des feuilles.

Nous étudions les causes de la résistance des Vitacées au Mildiou de la Vigne, au cours d'inoculations de feuilles isolées en survie en boîte de Pétri. Le couvercle de ces boîtes renferme une rondelle de papier Chardin humidifiée toutes les 24 h. Par cette technique on évite l'influence sur le déroulement de l'infection, des abaissements d'état hygrométrique de l'air qui peuvent provoquer parfois la dessiccation des tissus envahis par le mildiou. La conséquence de cette dessiccation est d'arrêter prématurément l'évolution de l'infection, ce qui empêche de connaître exactement le degré de résistance de plantes, qu'on se propose notamment d'utiliser dans des croisements avec l'espèce européenne *Vitis vinifera* L., en vue d'améliorer sa résistance au champignon.

Ces feuilles isolées en survie sont inoculées par le *P. viticola* en déposant sur leur face inférieure des gouttelettes d'une suspension de conidies dans de l'eau bidistillée.

Les espèces ainsi inoculées, classées par ordre de résistance décroissante, ont été : *Cissus carnosa* Lamk., *Cissus quadrangularis* L., *Vitis rotundifolia* Michx., *V. rubra* Michx., *V. riparia* Michx., *V. rupestris* Scheele, *V. vinifera* L.

Les observations au microscope, de gouttelettes déposées sur la face inférieure des feuilles des Vitacées précédentes, et de coupes transversales de ces feuilles, ont montré que le déroulement de l'infection était le suivant à la température de 24-25° C.

Une heure après leur mise en suspension les conidies du champignon libèrent des zoospores qui se meuvent dans l'eau.

Deux heures après leur sortie des conidies, les zoospores arrêtent leur mouvement natatoire, s'arrondissent et commencent à former un tube germinatif. La proportion de zoospores fixées près des stomates et les nombres de zoospores par stomate, dépendent de l'espèce de vigne et, pour une espèce donnée, de l'âge de la feuille, sans qu'ils soient en relation avec la résistance générale.

Quatre heures après leur émission par les conidies les zoospores ont formé un tube germinatif, une vésicule et un début de mycélium proprement dit.

Chez les espèces résistantes comme *Cissus carnosa*, *Vitis rotundifolia*, *V. rubra*, *V. riparia* et *V. rupestris* il apparaît, entre 16 et 20 h après l'inoculation des nécroses brunes localisées aux stomates dans lesquels

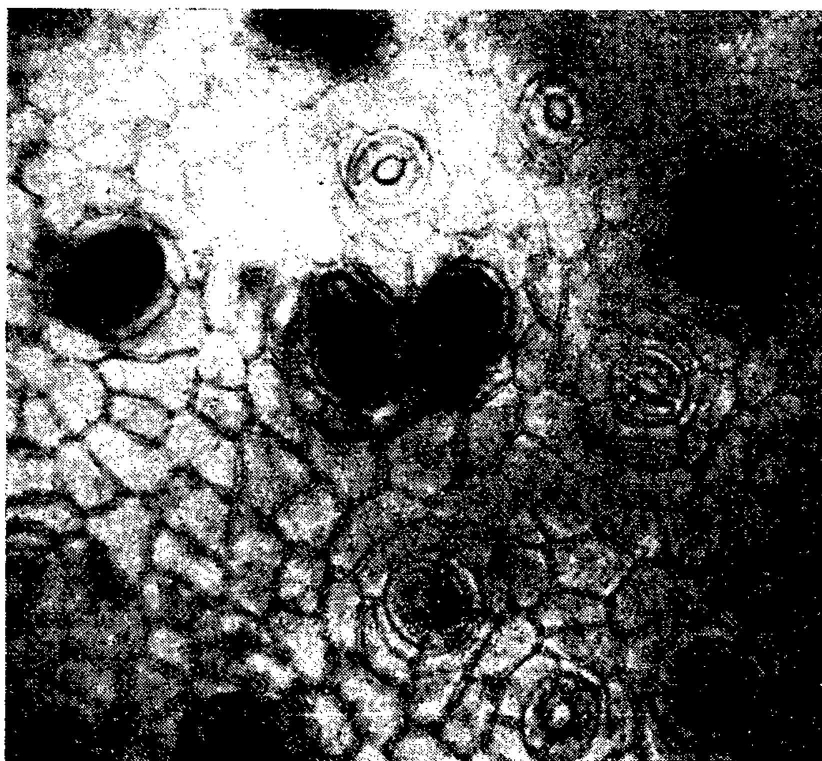


Fig. 1. — Nécrose des stomates sur feuille de *Cissus carnosa* isolée en survie en boîte de Pétri et inoculée par le *Plasmopara viticola*.

des zoospores ont envoyé leur tube germinatif (*fig.* 1). Ces nécroses intéressent les cellules stomatiques, quelques cellules de la chambre stoma-

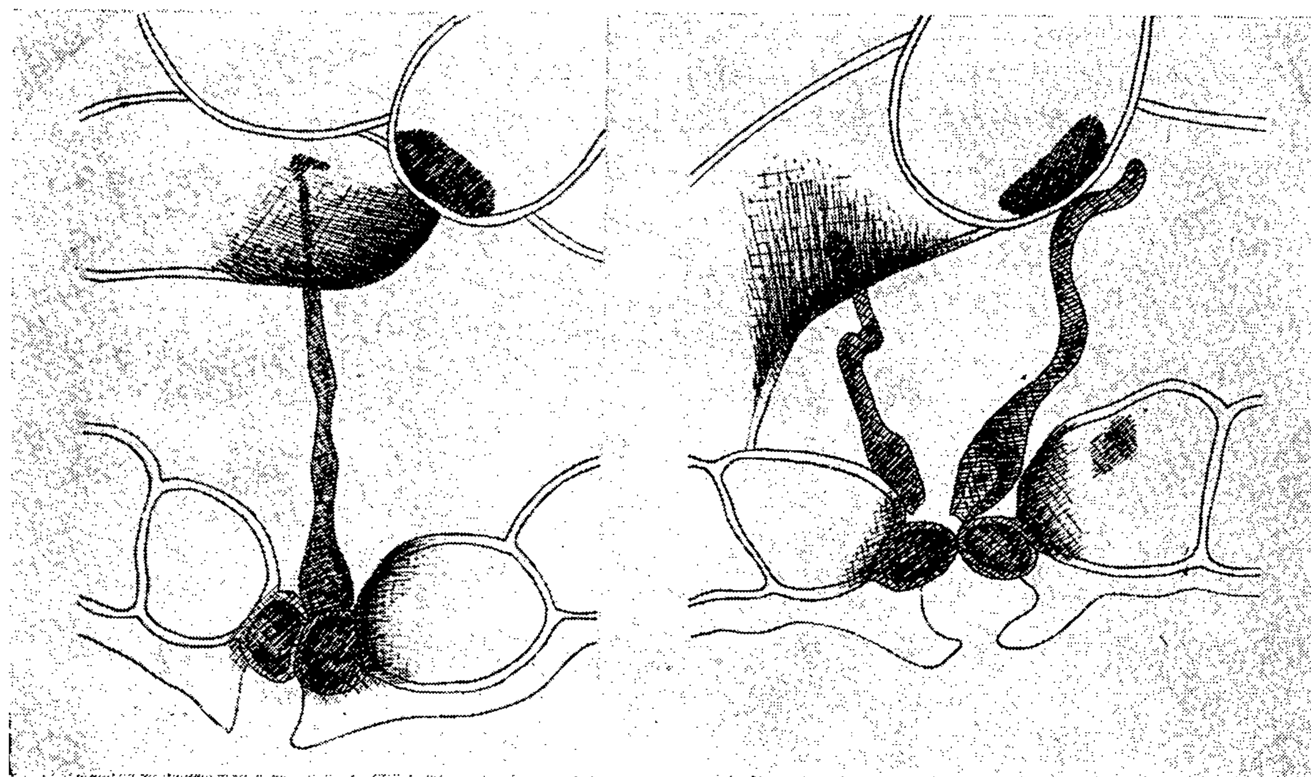


Fig. 2. — Nécroses péristomatiques et nécrose du mycélium de *Plasmopara viticola* apparaissant lors de l'inoculation de feuilles de *Cissus carnosa* isolées en survie en boîte de Pétri.

tique et parfois s'étendent dans le tissu lacuneux jusqu'au tissu palissadique. Leur étendue, variable selon les espèces, n'est pas en rapport avec

la résistance des Vitacées chez lesquelles elles apparaissent. Leur taille ne s'accroît pas au fur et à mesure du déroulement de l'infection.

Au moment où ces nécroses apparaissent chez les différentes espèces précédentes le mycélium du champignon est encore peu développé : il traverse la chambre sous-stomatique ou tout au plus il s'insinue entre les premières cellules du parenchyme lacuneux. Au même moment, sa croissance n'est pas plus avancée chez la Vigne européenne (*V. vinifera*) très sensible au champignon, et qui ne forme pas de nécroses péristomatiques.

On constate ensuite que chez les espèces résistantes comme *Cissus carnosa*, *Cissus quadrangularis* et *Vitis rotundifolia*, le mycélium a sa croissance constamment arrêtée après l'apparition de la nécrose. Les coupes ont montré que dans ces cas le mycélium était nécrosé (brun) comme l'hôte (*fig.* 2).

Par contre, chez les espèces comme *Vitis rubra*, *V. riparia* et *V. rupestris*, dans des cas plus ou moins nombreux, le mycélium poursuit son développement en dehors de la zone nécrosée. Chez ces espèces le nombre de cas où le mycélium continue à croître et émet des conidiophores est inversement proportionnel à la résistance.

Il semble donc que les nécroses péristomatiques qui interviennent chez les Vitacées résistantes, peu de temps après le début de l'infection par le *Plasmopara viticola*, puissent exercer une action fungitoxique plus ou moins importante.

ENDOCRINOLOGIE. — *Action de l'ocytocine exogène sur la production d'un déciduome traumatique chez la Ratte allaitante.* Note de M. **Fred Stutinsky**, présentée par M. Robert Courrier.

L'injection unique de 3 U.I. de pitocine le 6e jour après la parturition à une Ratte à corne utérine traumatisée provoque un déciduome et retarde l'involution mammaire, malgré l'arrêt de l'allaitement.

On sait qu'une hormone neurohypophysaire, l'ocytocine, a la propriété de favoriser l'éjection de lait d'une femelle allaitante. L'hormone exerce cet effet en provoquant la contraction des cellules myoépithéliales qui enveloppent les acini glandulaires. Il est bien établi également qu'il existe un arc réflexe à point de départ mamelonnaire, aboutissant au complexe hypothalamo-neurohypophysaire, qui, sous l'influence de la tétée, libère de l'ocytocine [*voir* Folley, 1954 (1)].

La succion n'a plus d'effet sur une hypophyse de Ratte greffée [Harris et Jacobson, 1952 (2)] ou immédiatement après la posthypophysectomie [Benson et Cowie, 1956 (3)]; mais, dans les deux cas, l'injection d'ocytocine permet aux petits d'absorber le lait et de maintenir leur croissance. Dans

ce réflexe, l'ocytocine ne paraît exercer qu'un rôle purement mécanique. De plus, la succion a encore un autre résultat; elle semble entretenir la sécrétion lactée [Selye, 1934 ([4])] en stimulant la libération de prolactine. On peut alors se demander si, dans cet arc réflexe, l'ocytocine ne joue pas le rôle d'une liaison humorale entre l'hypothalamus et le lobe antérieur de l'hypophyse.

En effet, Benson et Folley [1956 ([5])] ont récemment montré qu'en l'absence de toute tétée par suppression des petits, l'injection d'ocytocine est capable de retarder l'involution mammaire qui suit habituellement l'arrêt de la lactation chez la Ratte. Ocytocine de synthèse ou ocytocine d'extraction ont le même pouvoir [Benson et Folley, 1957 ([6])]. Dans ce cas, l'ocytocine semble manifester une toute autre propriété que celle par laquelle elle entraîne une contraction de la fibre musculaire lisse. A côté de son pouvoir galactogogue communément admis, elle paraît posséder un pouvoir galactopoïétique. Elle entretient, dans l'expérience de Benson et Folley, la sécrétion lactée qui nécessite le maintien chez la Ratte d'un corps jaune actif (sécrétant de la progestérone), lui-même tributaire d'une sécrétion hypophysaire de lutéotrophine ou prolactine.

Le maintien d'un corps jaune actif, c'est-à-dire d'un état de pseudo-gestation peut être démontré par l'aptitude de la corne utérine à réagir par un déciduome traumatique. Ce dernier peut être obtenu en faisant un traumatisme utérin (passage d'un fil dans une corne) entre le 4ᵉ et le 6ᵉ jour du *post-partum* et nous avons cherché à savoir si la réaction utérine est encore positive si l'on remplace la succion du mamelon par l'injection d'ocytocine (pitocine).

L'expérience est disposée de la façon suivante :

Des rattes allaitantes sont divisées en trois groupes :

Groupe 1 : 4 rattes subissent le traumatisme utérin le 5ᵉ jour après la parturition. Arrêt de l'allaitement.

Groupe 2 : 6 rattes subissent le traumatisme utérin le 5ᵉ jour. Poursuite de l'allaitement.

Groupe 3 : 6 rattes subissent le traumatisme utérin le 5ᵉ jour. Arrêt de l'allaitement. Le 6ᵉ jour, injection d'une dose unique de 3 U. I. de pitocine.

L'autopsie de toutes les rattes est faite le 5ᵉ ou le 6ᵉ jour après le traumatisme utérin.

Résultats. — Les rattes du groupe 1 ne présentent pas de déciduome et les glandes mammaires involuent.

Les rattes des deux autres groupes présentent toutes un déciduome plus ou moins volumineux montrant des caractères histologiques typiques, s'accompagnant en particulier dans le groupe 3, ayant reçu une injection de pitocine, d'une mucification vaginale, de gros corps jaunes pseudo-

gestatifs et d'acini mammaires en activité, malgré l'arrêt de l'allaitement. Il semble donc bien que l'ocytocine exogène ait libéré, dans ce cas, une hormone hypophysaire capable de maintenir des corps jaunes actifs, c'est-à-dire très probablement de la prolactine.

Nos expériences confirment ainsi, sur la Ratte en lactation, les résultats analogues que Desclin [1956 (7), (8)] a obtenu en injectant, à un moment précis du cycle œstral, de l'ocytocine à des rattes vierges.

(1) *Recherches récentes sur la Physiologie et la Biochimie de la sécrétion lactée*, 1 volume, 1954, Masson et Cie, Paris.
(2) *Coll. on Endocrinol.*, **4**, 1952, p. 115.
(3) *J. Endocrin.*, **14**, 1956, p. 54.
(4) *Amer. J. Physiol.*, **107**, 1934, p. 535.
(5) *Nature*, **117**, 1956, p. 700.
(6) *J. Endocrin.*, **14**, 1957, p. XL.
(7) *Ann. d'Endocrin.*, **17**, 1956, p. 586.
(8) *C. R. Soc. Biol.*, **150**, 1956, p. 1489.

CYTOLOGIE. — *Étude des rhabdites de la trompe de* Lineus ruber (*Némertien*) *au microscope électronique*. Note de Mlle **Marie Gontcharoff**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'existence des rhabdites est bien connue chez les Turbellariés, ce sont des bâtonnets, lisses d'aspect et fortement réfringents. M. Prenant (1), considère comme très caractéristique, leur acidophilie; en effet les rhabdites se colorent fortement par les colorants acides, notamment par l'orange G, la fuchsine acide, le vert lumière.

On connaît l'existence des rhabdites typiques dans la trompe des Némertes, ces bâtonnets correspondent, en ce qui concerne leur aspect et leurs affinités tinctoriales, à la description précédente.

Chez *Lineus ruber*, on ne trouve des rhabdites que dans la trompe exclusivement, plus précisément dans l'épithélium interne de la trompe. Cet épithélium haut, non cilié, est abondamment pourvu de cellules glandulaires de types variés. Dans l'épithélium même, la localisation des rhabdites est double, en profondeur dans certaines cellules allongées souvent triangulaires bourrées de rhabdites petits et moins acidophiles que les suivants, que l'on observe à la surface de l'épithélium en longues palissades ou en rosettes « pelottes d'épingles » l'extrémité du rhabdite étant alors libre dans la lumière de la trompe non dévaginée.

Tels se présentent les rhabdites sur coupes. J'ai pu également étudier les rhabdites de la trompe sur le vivant au microscope optique et surtout en contraste de phase.

Il est assez facile d'obliger le *Lineus* à dévaginer sa trompe et ensuite de l'extraire dévaginée, sans l'abimer. Examinée entre lame et lamelle en contraste de phase, on aperçoit très nettement les rhabdites hérissant comme des barbules, l'épithélium dévaginé en contact direct avec le milieu externe. Quelques gouttes d'orange G permettent une coloration vitale et pendant assez longtemps sélective des rhabdites; lors de la dévagination de la trompe ou à la suite des contractions de la trompe dévaginée, les rhabdites se détachent très facilement de l'épithélium et apparaissent isolés ou en groupe sur la lame qui en est bientôt couverte, c'est alors qu'il est facile d'étudier leur morphologie, car ils se détachent sans se briser.

C'est en contraste de phase que leur coloration non homogène est perceptible M. Prenant l'a déjà signalée, en dehors de cette légère hétérogénéité de coloration la microscopie optique ne donne aucun renseignement sur la structure interne des rhabdites.

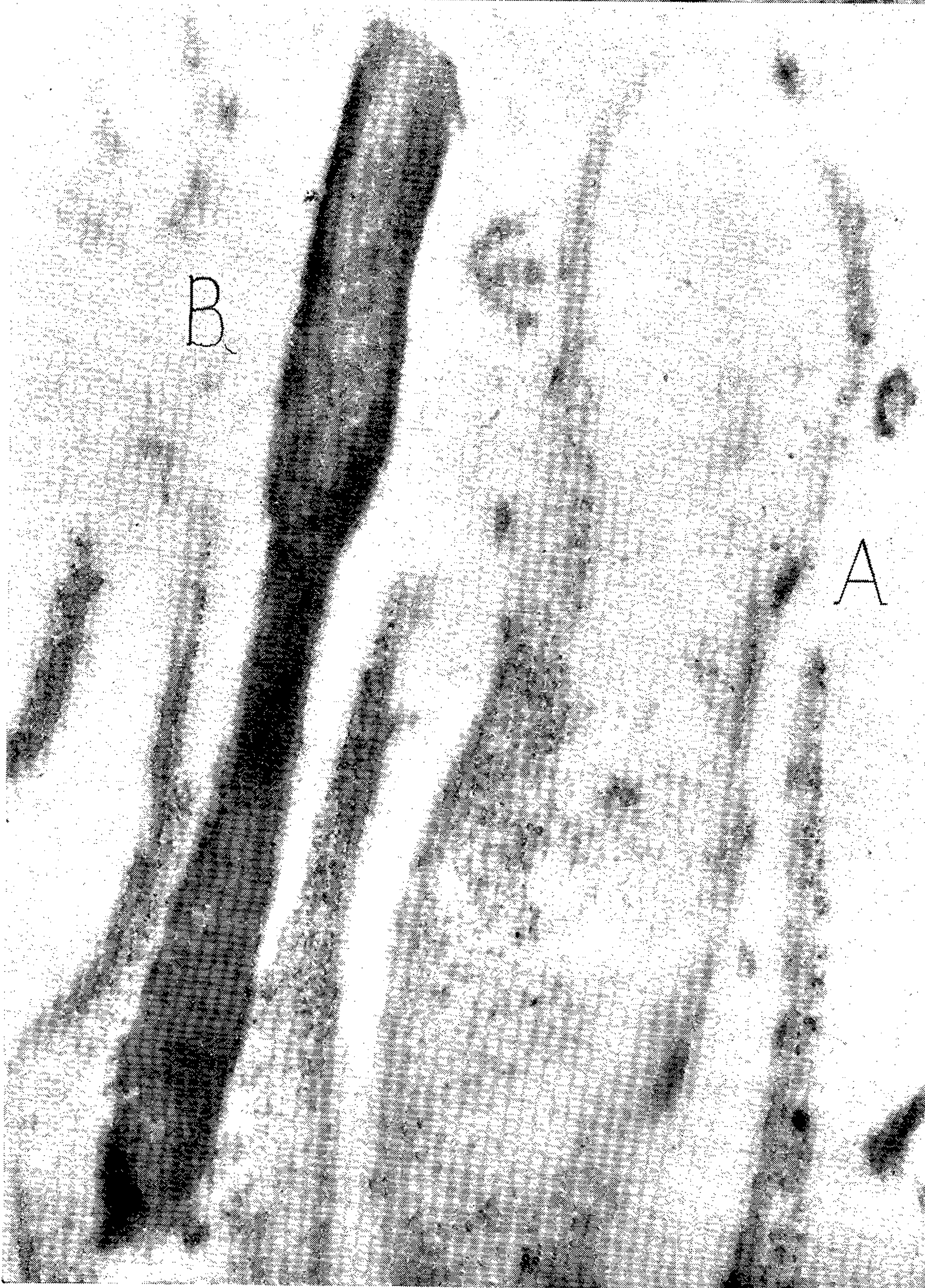
Grâce au Laboratoire de microscopie électronique appliquée à la biologie (C. N. R. S.), nous avons pu recourir au microscope électronique et cette technique nous a permis d'entrevoir la structure complexe de ces éléments chez *Lineus ruber*.

Sur la première photographie (1), on aperçoit deux rhabdites en coupe frontale. Le premier (*a*) est sectionné en surface, le second (*b*) plus en profondeur. On remarque de suite qu'il existe deux formations distinctes : la gaine du rhabdite et un corps central dans cette gaine. Ces deux formations sont retrouvées constamment sur toutes les photographies. La gaine est épaisse par rapport au corps central, peu osmiophile; sur plusieurs photographies, on constate que le corps central n'atteint pas la gaine aux extrémités, laissant celles-ci libres.

Sur l'élément (*b*) on voit le corps central dont l'osmiophilie zonale suggère une hétérogénéité probable; cette hypothèse est nettement confirmée par l'examen de la seconde photographie ([2]). On y aperçoit toute une série de rhabdites en coupe transversale, certaines images montrent nettement : tout d'abord, que la gaine du rhabdite semble limitée à l'extérieur par une double paroi, et que d'autre part, le corps central nettement distinct est formé de plusieurs couches concentriques, quatre dans la plupart des cas.

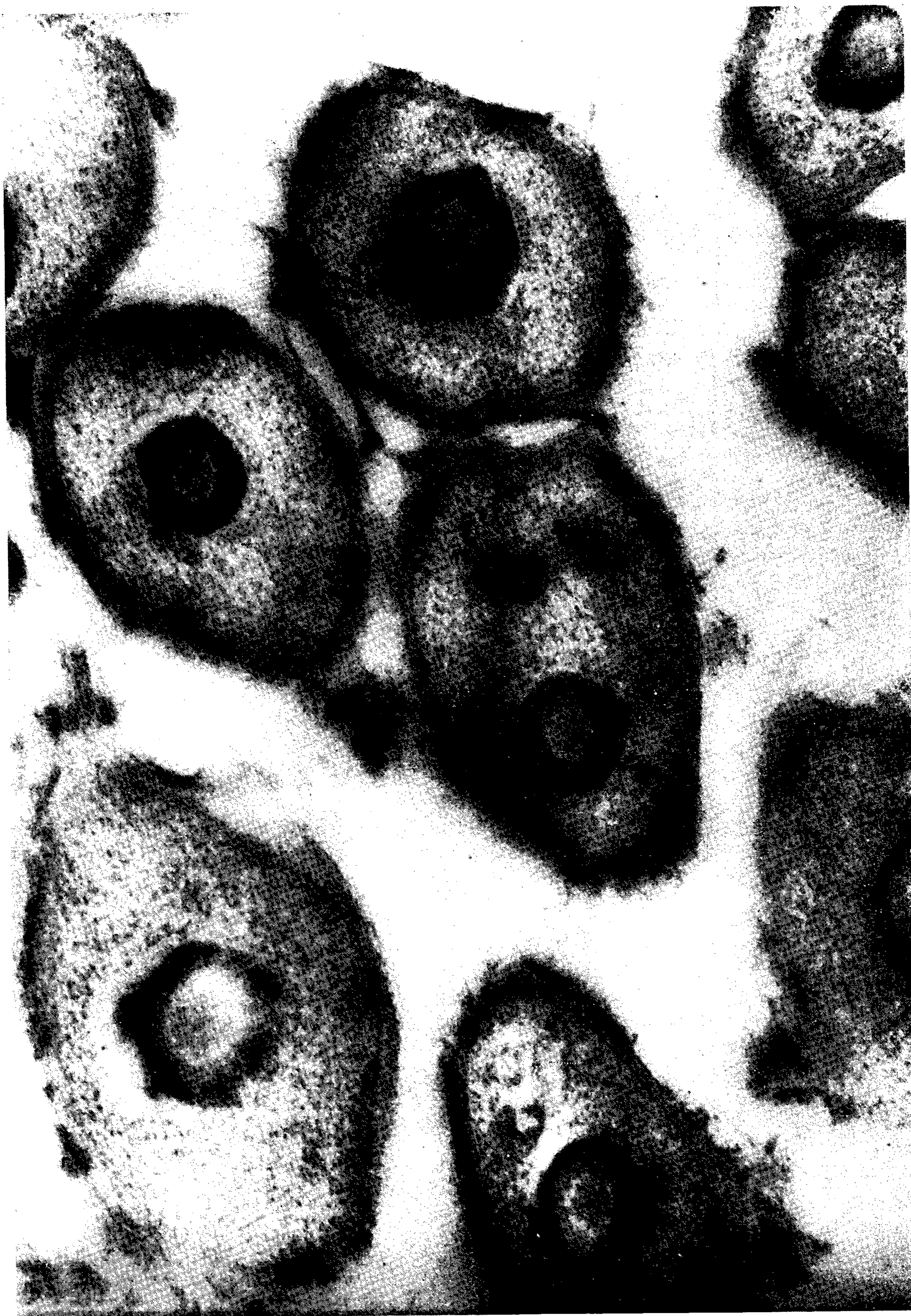
L'existence, dans la gaine en dehors du corps central, d'autres corpuscules dont la nature n'est pas encore précisée est également perceptible sur cette deuxième photographie.

Les rhabdites de la trompe de *Lineus ruber* considérés jusqu'à présent comme des bâtonnets acidophiles homogènes révèlent au microscope électronique la complexité de leur structure. Des recherches ultérieures



Coupe longitudinale d'une trompe de *Lineus ruber* (microphotographie) :
a. cellule à rhabdites; *b.* rhabdites dans la lumière de la trompe.
Rhabdites (direct 17 600, photo 37 200), coupe longitudinale.
A. gaine du rhabdite; B. corps central du rhabdite.

PLANCHE II.



Rhabdites coupe transversale (direct 23 750, photo 59 375).

grâce à la technique électronique permettront de la préciser mieux encore.

(1) *Arch. Zool. Exp.*, 58, 1919.

(*Laboratoire de Microscopie électronique appliquée à la Biologie*, *C. N. R. S.*, *Paris et Faculté des Sciences, Marseille.*)

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur la localisation des cellules germinales primordiales chez l'embryon de Poulet et leur mode de migration vers les ébauches gonadiques.* Note (*) de Mme **Doris Simon**, présentée par M. Robert Courrier.

Des expériences d'excisions du croissant « germinal » sur des blastodermes cultivés *in vitro* prouvent que les cellules germinales sont situées dans ce croissant depuis le stade de la ligne primitive jusqu'au stade 10 paires de somites. Des expériences de parabioses *in vitro* démontrent que le mode de transport de ces cellules depuis le croissant germinal jusqu'aux ébauches gonadiques est bien la voie circulatoire.

La question de la localisation des gonocytes primaires, aux premiers stades du développement, n'a pas eu de réponse définitive dans l'état actuel de nos connaissances. Les recherches qui ont été faites sur cette question ont conduit à des conclusions souvent divergentes. Dans l'ensemble, les auteurs qui ont étudié la question [(Swift, Dantchakoff, Reagan, Willier, Benoit, etc. (1)] s'accordent cependant pour situer les gonocytes dans la partie antérieure de l'aire vasculaire. Cette zone en forme de croissant a été signalée la première fois par Swift en 1914 et appelée « croissant génital ».

La question du mécanisme qui permet ensuite aux gonocytes de se rendre dans l'embryon et de gagner les ébauches des glandes génitales n'a jamais été tranchée définitivement. Quelques auteurs ont soutenu que c'était la circulation qui véhiculait les cellules germinales, depuis le territoire extra-embryonnaire où elles se trouvent groupées, jusqu'au territoire gonadique. Mais aucune preuve expérimentale décisive n'a encore été fournie de cette hypothèse.

Il est vraisemblable que des recherches en ce sens ont été retardées par les difficultés inhérentes à toute intervention *in ovo*, surtout aux jeunes stades. Ces difficultés ont pu être tournées grâce à notre technique d'explantation *in vitro* de blastodermes entiers (2). Ceux-ci supportent avec succès un grand nombre d'interventions, en particulier des ablations de territoires embryonnaires et extraembryonnaires.

Les expériences décrites ici doivent répondre aux questions suivantes :

a. Quelle est la région de l'embryon qui héberge les cellules germinales primordiales ?

b. Par quel moyen les gonocytes se rendent-ils vers les ébauches gonadiques ?

A. *Localisation des gonocytes primordiaux.* — Des embryons explantés à des stades très jeunes, dès la 15^e heure d'incubation, sont privés du territoire présumé contenir la lignée germinale. Après 48 h de culture, lorsque la circulation est bien établie dans l'explant, et que celui-ci témoigne d'une bonne différenciation par l'apparition des somites, puis des bourgeons de membre, on fixe l'embryon pour faire l'histologie des territoires gonadiques. Ceux-ci sont situés entre la 19^e et la 30^e paire de somites. Si cette région, contrairement à celle de témoins non opérés, n'est pas peuplée de gonocytes, c'est que l'excision a privé l'embryon de ses gonocytes primaires.

Ces expériences ont permis de localiser les gonocytes dans un territoire bien déterminé, qui se trouve dans la partie antérieure de l'aire extra-embryonnaire : le croissant germinal de Swift. L'excision de cette zone a été faite avec succès sur une série d'embryons comprenant des stades depuis la ligne primitive jusqu'à 10 somites. Tous les embryons opérés sont *invariablement stériles*; ils ne contiennent aucune cellule germinale dans leurs ébauches gonadiques ni dans les autres parties de l'embryon. On peut en conclure que jusqu'au stade de 10 somites les gonocytes ne sont pas dispersés hors du croissant germinal.

Des excisions partielles, pratiquées aux mêmes stades, conduisent à une stérilité partielle. Au-delà du stade 10 somites, des excisions totales du croissant germinal ne donnent au mieux que des stérilités partielles. Les gonocytes ont commencé leur migration.

L'obtention d'embryons totalement stériles nous a ouvert une autre série d'expériences sur la migration des gonocytes.

B. *Migration des cellules germinales primordiales vers les ébauches gonadiques.* — Nous avions déjà exposé ailleurs qu'au moment où l'on explante *in vitro* des embryons de poulet suivant notre technique, on peut associer des parties d'embryons et même des embryons entiers ([3]). Ces associations forment, lors de l'établissement de la circulation, un réseau circulatoire commun et constituent des *parabioses.*

Ces parabioses nous ont servi à tester l'hypothèse de la migration par la voie sanguine. Nous avons associé un embryon privé de son croissant germinal avec un embryon complet. Si la parabiose est bien établie, l'embryon stérilisé doit être repeuplé par les gonocytes du parabionte, dans l'hypothèse où ceux-ci migrent par la voie sanguine. Dans ce cas, on aura deux embryons fertiles. Si ce n'est pas la circulation qui est responsable du transport des gonocytes vers les ébauches gonadiques, mais un autre mécanisme de l'ontogénèse, l'embryon stérilisé doit rester stérile et l'autre garder pour lui seul sa provision de cellules germinales. Or nous avons

constaté, dans toutes nos associations circulatoires, aussi diverses soient-elles, que les embryons stérilisés sont réapprovisionnés en gonocytes par les embryons normaux avec lesquels ils vivent en parabiose.

Inversement dans les tentatives d'associations où la parabiose circulatoire ne s'est pas établie, les embryons privés du croissant germinal sont restés totalement stériles.

Poussant plus loin dans cet ordre d'idée, nous avons greffé une partie postérieure prélevée sur un embryon où la migration des cellules germinales n'a pas encore débuté, dans l'aire vasculaire d'un embryon normal. Cette partie postérieure contenant le futur territoire gonadique est prise dans la circulation de l'hôte. Après deux jours de culture *in vitro*, l'histologie du greffon montre que de très nombreuses cellules germinales ont été disposées dans ses ébauches gonadiques.

Ces résultats confirment pleinement la théorie de la migration des gonocytes par la voie sanguine.

Conclusion. — Le croissant dit « germinal » situé dans la partie antérieure de l'aire extra-embryonnaire de l'embryon de poulet contient les cellules germinales primordiales de l'embryon. C'est ce que montrent de manière irréfutable les expériences d'excision du croissant dans des blastodermes entiers cultivés *in vitro*.

D'autre part, si l'on établit une parabiose entre deux blastodermes, dont l'un est privé de son croissant germinal, les gonades des deux embryons sont colonisées par des cellules germinales, qui leur sont distribuées par la voie circulatoire à partir du croissant germinal restant.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) C. H. Swift, *Amer. J. Anat.*, 15, 1914, p. 483-516; F. P. Reagan, *Anat. Rec.*, 11, 1916-1917, p. 251-267; J. Benoit, *C. R. Soc. Biol.*, 104, 1930, p. 1329; V. Dantchakoff, *C. R. Soc. Biol.*, 109, 1932, p. 860; B. H. Willier, *Anat. Rec.*, 70, 1937, p. 88-112.

(2) Ét. Wolff et D. Simon, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1994.

(3) D. Simon, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 415.

(*Laboratoire d'Embryologie expérimentale, Centre National de la Recherche Scientifique.*)

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Gémellité expérimentale et* situs inversus viscerum *chez l'embryon d'Oiseau.* Note de M. **Hubert Lutz** et Mme **Yvonne Lutz-Ostertag**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Nous avons montré dans des travaux antérieurs (1), (2) qu'il est possible d'obtenir la gemellité expérimentale par simple fissuration du blastoderme non incubé de l'œuf de Cane. Nous nous sommes donc demandé si les embryons ainsi obtenus ne présentaient pas de malformations dans

leur *situs viscerum* au cours de leur développement ultérieur. Les expériences ont porté sur des œufs de jeunes Canes pondeuses.

Sur 750 œufs opérés, 39 paires d'embryons se sont développés au-delà du 7 ou du 8e jour du développement, ce qui nous a permis d'observer la disposition de leurs viscères. Dans tous les cas, les blastodermes sont fissurés parallèlement à l'axe présumé du futur embryon; les embryons sont placés côte à côte et ont la même orientation.

Résultats. — Sur 22 paires d'embryons obtenus pendant la période d'hiver, 20 sont normales. Pour les deux autres paires, l'embryon droit dans un cas, l'embryon gauche dans l'autre, présente un *situs inversus viscerum.*

Sur 16 paires d'embryons, obtenus à partir d'œufs de printemps, deux paires sont normales. Pour les 14 autres, l'embryon droit dans 12 cas, l'embryon gauche dans deux cas, présente un *situs inversus viscerum.*

Enfin, un embryon déradelphe, obtenu par fissuration d'une jeune ligne primitive (4), présente un estomac double avec un pylore droit et un pylore gauche, un foie droit et un foie gauche.

Dans les expériences rapportées dans cette Note, nous obtenons en somme deux types d'embryons :

ceux issus de la moitié gauche du blastoderme, à orientation viscérale normale, sauf dans deux cas;

ceux issus de la moitié droite du blastoderme, à situs viscéral normal en hiver, à situs viscéral inversé au printemps, sauf dans deux cas.

Or, nous avons montré, dans des expériences antérieures (5), qu'au printemps l'endoblaste est déjà bien développé et atteint au moins la moitié antérieure du blastoderme non incubé; il peut alors induire l'orientation normale d'un embryon issu de la moitié antérieure. En hiver, au contraire, cet endoblaste est encore peu développé et localisé essentiellement dans la région postérieure du blastoderme.

D'un autre côté, Mangold et ses collaborateurs (6), (7) opérant sur de jeunes gastrulas de *Triturus alpestris*, obtiennent, dans la majorité des cas, des embryons droits à *situs inversus*, des embryons gauches à situs viscéral normal ou, dans quelques cas, à *situs inversus*. Takaya (8) montre, de son côté, le rôle important joué par l'endoblaste lors de la mise en place de cette malformation.

De nos expériences, nous pouvons donc conclure que, lorsque l'endoblaste commence seulement à se former, la régulation est complète et totale pour l'ensemble des feuillets.

Les deux moitiés, droite et gauche, de l'endoblaste sont strictement équipotentielles; à un stade plus évolué, correspondant à quelques heures d'incubation ou à un œuf du printemps, la partie droite est sans doute déjà déterminée, quoique d'une façon labile, à donner la partie droite du

tube digestif; elle est encore capable de subir une régulation et de se compléter; mais elle montre une prépondérance de développement de son côté droit sur son côté gauche.

Conclusion. — Lorsque le feuillet endodermique a atteint un certain stade de développement (cas des œufs de printemps au moment de la ponte), la disposition des viscères des embryons jumeaux parallèles est normale pour l'embryon gauche, inversée pour l'embryon droit. Cette anomalie du développement est peut-être due au fait que, dès ce stade, l'endoblaste est déjà déterminé à former essentiellement les parties droites du tube digestif.

(*Laboratoire de Biologie animale Faculté des Sciences, Clermont-Ferrand.*)

(1) É. Wolff et H. Lutz, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 1301.
(2) H. Lutz, *Arch. d'Anat. micros. et Morph. exp.*, 38, 1949, p. 79-144.
(3) Règle de von Baer : lorsque le pôle obtus se trouve à la gauche de l'observateur, l'axe du futur embryon est perpendiculaire au grand axe de l'œuf et sa tête est dirigée vers l'avant.
(4) H. Lutz, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1825.
(5) H. Lutz, *Bull. Biol. France et Belg.*, 87, 1953, p. 34-67.
(6) Mangold et Testa, *Acta gen. med. et gem.*, 2, 1953, p. 49-68.
(7) Mangold, Testa et Woellwarth, *Acta gen. med. et gem.*, 5, 1956, p. 469-501.
(8) *M. Coll. of Sc. Univ. Kyoto*, Série B, 20, 1951, p. 14-19; 20, 1953, p. 134-138; *Ann. Zool. Jap.*, 26, 1953, p. 38-42.

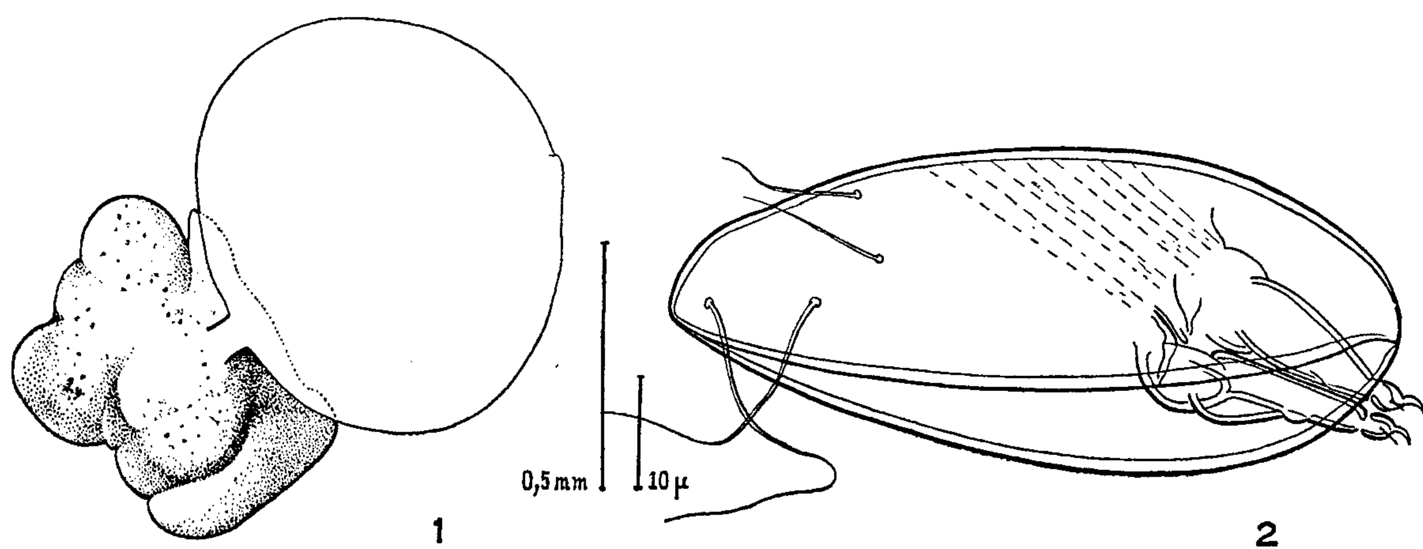
ZOOLOGIE. — Chthamalophilus delagei *nov. gen., nov. sp., Rhizocéphale nouveau parasite de* Chthamalus stellatus. Note de Mme **Jacqueline Bocquet-Védrine**, transmise par M. Louis Fage.

Description préliminaire d'un Rhizocéphale nouveau, d'organisation très dégradée, dépourvu de système radiculaire, incubant ses larves jusqu'à un stade cypris, lui-même fort régressé. Ayant pour hôte le Cirripède *Chthamalus stellatus*, *Chthamalophilus delagei* est le premier Rhizocéphale indiscutable qui ne vive pas en parasite sur un Crustacé Décapode.

Au cours d'observations effectuées à Roscoff, pendant l'été 1955, sur *Chthamalus stellatus*, j'ai constaté que ce Cirripède était parfois parasité par un Crustacé dont l'existence n'a jamais été signalée à ma connaissance. Le parasite, en raison de son organisation et de son développement larvaire, doit être indiscutablement classé dans les Rhizocéphales. Je propose de le nommer : *Chthamalophilus delagei* nov. gen., nov. sp.

A. Morphologie de *Chthamalophilus delagei* (*fig.* 1). — La position du parasite sur l'hôte est très constante, le point de sortie de la partie externe étant toujours situé latéro-dorsalement, près de l'insertion de la première paire de cirres.

1. *Partie externe.* — Baignant dans la cavité palléale de l'hôte, elle se présente sous la forme d'une sphère blanche, pouvant atteindre 1,2 mm de diamètre. Dépourvue de toute pigmentation, cette masse est recouverte d'une ou deux couches cuticulaires transparentes, qui lui donnent une légère réfringence. Elle se rattache à la partie interne par un pédoncule court, entouré d'un manchon fait de couches cuticulaires nombreuses, plus épaisses et jaunes. Un examen très attentif, au binoculaire, de cette



Chthamalophilus delagei nov. gen., nov. sp. Fig. 1 : vue d'ensemble du parasite dégagé de son hôte; partie interne à gauche, sphère externe à droite. Fig. 2 : cypris.

partie externe permet d'y déceler un orifice en forme de fente, obturé par un bouchon de chitine et bordé par deux lèvres légèrement proéminentes.

2. *Partie interne.* — Logée dans l'anse du tube digestif du Chthamale, elle peut être dégagée assez facilement. Elle est de teinte grisâtre et recouverte d'une cuticule mince. C'est une masse globuleuse, incomplètement divisée par des sillons généralement peu profonds en lobes qui se réalisent au cours de la croissance, au hasard de la place disponible et dont le nombre, l'importance et la forme n'ont rien de spécifique.

Je n'ai relevé la présence d'aucun prolongement qui soit homologable à des racines.

3. *Larve cypris.* — Chez quelques individus, la cavité incubatrice renfermait des larves cypris présentant des caractères assez particuliers. Leur longueur est très constante, les mesures effectuées sur des cypris provenant de pontes différentes étant toutes comprises entre 65 et 67 μ. La cypris de *C. delagei* est donc environ trois fois plus petite que celles des *Sacculina* (1) et des *Thompsonia* (2). Enfermée dans une carapace bivalve, elle ne montre aucune trace de segmentation. Elle porte une seule paire d'appendices, les antennules, tri-articulées et terminées par une griffe; les muscles antennulaires s'insèrent obliquement, du côté dorsal, au niveau de la charnière des valves. Aucune tache oculaire n'est visible. Quatre soies ornent la région postérieure : deux soies ventrales longues et souples,

deux soies dorsales plus courtes, insérées un peu plus antérieurement (*fig.* 2).

B. Anatomie de *Chthamalophilus delagei.* — La partie externe est occupée par une cavité dans laquelle est appendu un ovaire unique, inséré à l'opposé du pédoncule unissant les parties interne et externe du parasite. Je n'ai observé aucun organe de structure testiculaire.

La cavité interne communique avec l'extérieur par l'orifice décrit plus haut. C'est dans cette chambre que les embryons sont incubés, jusqu'au stade cypris. Pour cette raison, elle peut être assimilée à une cavité palléale, sa paroi constituant alors un manteau; précisons cependant que cette paroi, formée de plusieurs couches cellulaires, ne semble pas tapissée intérieurement par une cuticule; elle renferme dans son épaisseur des muscles parallèles à la surface, dont la contraction entraîne la naissance d'ondes facilement observables sur le vivant.

C. Biologie de *Chthamalophilus delagei.* — Bien qu'en certains points les populations de Chthamales paraissent indemnes (Callot), *C. delagei* ne peut être considéré comme un parasite rare : les fréquences du parasite externe, établies sur plusieurs milliers d'hôtes récoltés à l'Ile Verte et à Bloscon, atteignent des valeurs respectivement voisines de 0,5 et de 1 %.

Il existe jusqu'à trois parasites, à des stades différents, sur un même hôte, ce qui permet de supposer qu'une première infestation n'entraîne aucune immunité.

La reproduction de *C. delagei* ne semble pas liée à un cycle saisonnier. Les problèmes que soulève l'action du parasite sur la mue et la biologie sexuelle de son hôte hermaphrodite sont à l'étude.

D. Position systématique de *Chthamalophilus delagei.* — Les principaux caractères suivants : condensation du développement larvaire, réduction extrême de l'organisation de l'adulte et de la cypris, absence de racines, tout au moins aux stades observés, vie parasitaire sur un Cirripède, font de *C. delagei* un Rhizocéphale très particulier, qui ne peut guère être comparé qu'aux genres *Thompsonia*, *Mycetomorpha* (3) et *Duplorbis* (4), (5), classés à l'écart, comme formes d'affinités inconnues (6), dans ce groupe de parasites.

Une éclosion larvaire retardée jusqu'à un stade cypris était connue chez *Thomps onia* et *Mycetomorpha*; mais la cypris de *Thompsonia*, dont le thorax segmenté porte des appendices, est beaucoup moins régressée que celle de *C. delagei*; celle de *Mycetomorpha* a été seulement signalée, sans description. Ces deux genres, pourvus tous deux d'un système radiculaire, sont d'ailleurs parasites de Crustacés Décapodes.

Duplorbis, parasite d'un Isopode, n'a pas de racines, mais sa larve est inconnue et il est permis de considérer comme incertaine sa place dans les Rhizocéphales.

C. delagei est donc le premier Rhizocéphale indiscutable qui ne vive pas en parasite sur un Crustacé Décapode. Il apparaît, par l'ensemble de ses caractères, comme isolé au sein du groupe, à la définition duquel il ne répond même plus parfaitement. Il représente un cas très évolué d'adaptation parasitaire, dans lequel une réduction organique extrême s'observe non seulement chez l'adulte, mais aussi dès le stade larvaire.

(1) Y. Delage, *Arch. Zool. Exp. Gen.*, 2e série, 11, 1884, p. 417-736.
(2) F. A. Potts, *Carnegie Inst. Pap. Dept. Mar. Biol.*, 8, 1915, p. 1-32.
(3) F. A. Potts, *Zool. Jahrb. Syst.*, 33, 1912, p. 575-594.
(4) G. Smith, *Fauna Flora Neapel*, monogr. 29, 1906.
(5) H. F. Nierstrasz et G. A. Brender à Brandis, *Siboga Exp.*, monogr. 32 *b*, 1923.
(6) F. Krüger, *Bronns Kl. u. Ordn. des Tierreichs*, Cirripedia, 1940.

ENTOMOLOGIE. — *Sur quelques traits de la biologie de* Halictus marginatus (*Brullé*) (*Insecte Hyménoptère*). Note de Mlle **Cécile Quénu**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

1. *Croissance des nids dans le temps.* — De la ponte de la fondatrice éclosent, la première année, un petit nombre de femelles (2 à 6) qui demeurent vierges et restent, pendant l'hiver, dans leurs cellules d'éclosion (1). Au printemps suivant, elles commencent les travaux d'agrandissement du nid qui s'accroît par la construction de nouvelles cellules. Plus un nid est âgé, plus il est peuplé et plus les cellules sont serrées les unes contre les autres : elles sont situées à différentes hauteurs, dans des plans presque horizontaux, et disposées tout autour du conduit. De plus, dans les nids âgés, des galeries secondaires communiquant avec le conduit principal sont creusées par les femelles. Le long de ces galeries s'édifient de nouvelles cellules. Le nombre de cellules, dans un même nid, peut devenir très important. Le maximum observé jusqu'à présent est de 590. Le nid se présente alors comme un réseau inextricable de galeries qui communiquent entre elles et le long desquelles se tassent les cellules.

S'il n'existe, dans chaque société, qu'une seule femelle fécondée, le nombre des femelles vierges est au contraire variable d'un nid à un autre, pour des nids de même âge. Il est donc difficile de dater exactement un nid par le dénombrement de sa population. Le plus grand nombre de femelles vierges écloses dans un même nid au cours de l'année précédant la production des mâles a été, jusqu'à présent, de 209. Les nids qui produisent des mâles et des femelles dépassent fréquemment, à l'automne, 300 habitants.

A mesure que croissent le nid et sa population, les déblais de terre provenant du creusement des cellules sont de plus en plus importants et les cheminées qui prolongent au dehors l'entrée des nids deviennent de plus

en plus élevées. La hauteur d'une cheminée est proportionnelle à l'âge du nid auquel elle donne accès. Une cheminée de 6 cm de haut indique, à coup sûr, un nid âgé d'au moins 4 ans. Une cheminée plus courte représente un nid plus jeune, moins peuplé. Une fondation récente, ne comportant que quelques cellules, se signale par un orifice entouré de quelques déblais; ces déblais, peu importants, ne s'érigent pas en cheminée et tendent à s'effacer. Un orifice à contours nets, non entouré de déblais et situé au ras du sol, indique un nid peuplé de femelles fécondées qui assurent, au printemps, la dispersion de l'espèce [1].

2. *Développement du couvain.* — Le développement du couvain est, chez *Halictus marginatus*, particulièrement lent. Il se poursuit, de l'œuf à l'imago, pendant une période minimum de deux mois.

Dans les nids âgés, contenant mâles et femelles, on observe de façon générale la protérandrie. Dans un nid déterré le 9 octobre 1956, nid âgé qui venait de s'ouvrir, 122 insectes étaient parvenus à l'état imaginal, dont 115 mâles et seulement 6 femelles. Il faut remarquer que dans ce nid, ainsi que dans un autre déterré peu de temps auparavant, le nombre total des mâles était très supérieur à celui des femelles : 238 mâles contre 81 femelles. Les insectes les plus jeunes, mâles et femelles, étaient parvenus au même stade de développement (nymphe blanche, yeux pigmentés). Nous avons observé exactement les mêmes phénomènes dans un autre nid : mâles beaucoup plus nombreux que les femelles, stades les plus avancés représentés uniquement par des mâles, stades les plus jeunes représentés à la fois par des mâles et des femelles.

3. *Longévité de la reine.* — Les nids constituant la « bourgade » que nous avons étudiée ont été soigneusement repérés, marqués et observés au cours des trois dernières années. Nous pouvons affirmer que la longévité d'une reine de *Halictus marginatus* est de 4 ans au moins et peut-être de 5.

Cette reine donne naissance, pendant quatre années consécutives, à des femelles chaque année plus nombreuses. Tous les œufs qui engendrent des femelles sont fécondés. Or la reine est fécondée une fois pour toutes, au moment de son éclosion, par les mâles nés en même temps qu'elle. Son nid n'est jamais ouvert à l'automne quand les mâles sortent des nids âgés. La reine a donc en réserve une quantité de spermatozoïdes qui lui permet de féconder un grand nombre d'œufs pendant au moins quatre années consécutives. Or, précisément, sa spermathèque est de taille très supérieure à celle des autres Halictes qui ne vivent qu'une seule année, *H alictus malachurus*, par exemple.

Dans les nids âgés, contenant mâles et femelles, fouillés à l'automne avant la sortie des mâles, donc avant l'accouplement, nous avons toujours trouvé une reine en vie. Son réceptacle séminal contenait encore une certaine quantité de spermatozoïdes. La reine survit donc à l'éclosion des mâles

et des femelles futures fondatrices, issus de sa dernière ponte. Selon toute vraisemblance, elle doit disparaître au cours de l'hiver suivant.

La longévité de la reine de *marginatus* est remarquable : chez les autres espèces connues du genre *Halictus*, notamment chez *malachurus*, espèce véritablement sociale, la fondatrice vit, au plus, douze ou treize mois d'après E. Stcökhert (2).

(1) C. Quénu, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1416.
(2) *Konowia*, Vienne, 2, 1923, p. 48-64, 145-165, 216-247.

(*Laboratoire d'Évolution des Êtres organisés, Paris et Station biologique des Eyzies, Dordogne.*)

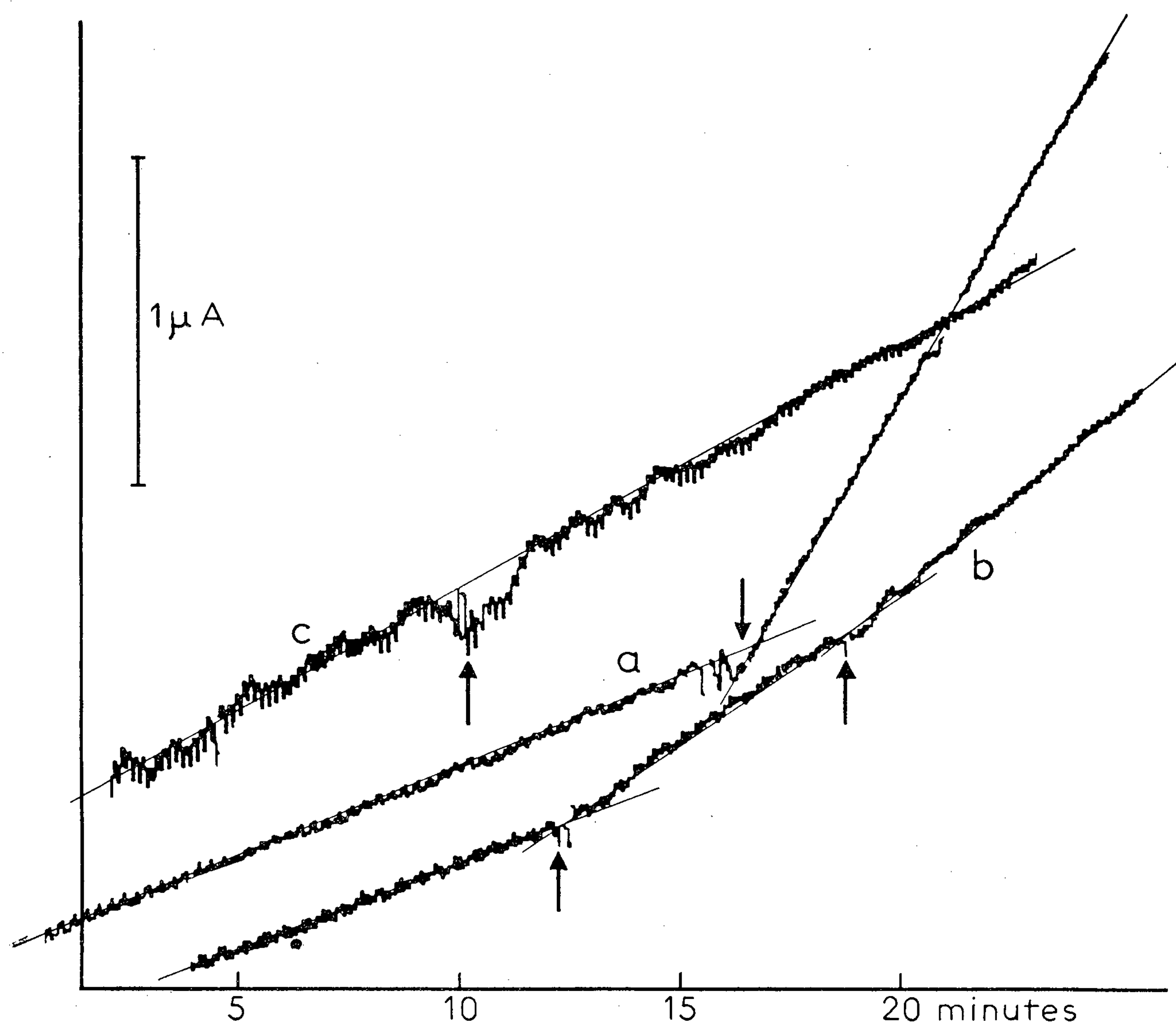
BIOLOGIE CELLULAIRE. — *Métabolisme oxydatif lié au fonctionnement de la galactoside-perméase d'*Escherichia coli. Note (*) de M. **Adam Kepes**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Le fonctionnement de la galactoside-perméase chez *E. coli* s'accompagne d'un accroissement de la consommation d'oxygène et du dégagement de CO_2. Cet accroissement n'est pas dû à l'oxydation du thiogalactoside employé comme substrat de la perméase, mais à une accélération du métabolisme oxydatif.

H. V. Rickenberg, G. N. Cohen, G. Buttin et J. Monod (1) ont décrit, chez *E. coli*, sous le nom de galactoside-perméase, un mécanisme qui accumule les β-galactosides et thiogalactosides dans la cellule. Ils ont montré que le fonctionnement de la perméase est inhibé par le 2.4-dinitrophénol ou l'azoture de sodium, ce qui suggère qu'un métabolisme énergétique actif est nécessaire à ce fonctionnement.

A. Kepes et J. Monod (2) ont montré, d'autre part, que le niveau d'accumulation correspond à un état stationnaire où l'entrée du galactoside dans la cellule, catalysée par la perméase, est compensée par une sortie équivalente. Ils ont confirmé en outre que l'accumulation ne s'explique pas par une fixation réversible sur des récepteurs stœchiométriques. Ces faits suggèrent qu'il s'agit d'un transport actif spécifique qui impliquerait un travail thermodynamique. Dans les cas du transport actif d'anions dans les tissus végétaux (3) ainsi que dans la sécrétion gastrique de ClH (4), une consommation d'oxygène supplémentaire accompagne le phénomène et semble fournir l'énergie métabolique nécessaire. Les expériences résumées ci-après indiquent que l'accumulation des galactosides par la perméase d'*E. coli* s'accompagne également d'une consommation d'oxygène supplémentaire correspondant à l'oxydation de constituants cellulaires de réserve et non pas à l'oxydation du substrat accumulé.

Les souches d'*E. coli* utilisées sont de la collection du Service de Biochimie cellulaire de l'Institut Pasteur. Des cultures sur milieu minéral additionné de succinate sont centrifugées, lavées et suspendues dans le milieu minéral sans source de carbone, pour la mesure de la respiration. Cette mesure est faite à 22° C ± 1°, par l'électrode à goutte de mercure dans une cellule polarographique conçue pour cet usage. Le courant de diffusion de l'oxygène est enregistré pendant 10-15 mn pour chaque concentration de substrat. Les substrats — thiométhyl-β-galactoside (TMG) et thiophényl-β-galactoside (TPG) — sont introduits sous faible volume par une microseringue « Agla ». Le changement de la vitesse de consommation d'oxygène observé après l'addition est exprimé en μ Mol/mn/g de poids sec et appelé « extra-oxygène ».



Accélération de la consommation d'oxygène par addition de thiogalactosides : *a*. Bactéries induites + TPG 10^{-3} M; *b*. Bactéries induites + TMG 4,4.10^{-4} M et 10^{-3} M; *c*. Bactéries non induites + TMG 10^{-3} M.

Les mesures de dégagement de CO_2 ont été faites sur une souche d'*E. coli* à perméase constitutive ML 308 cultivée sur milieu minéral additionné de fructose ^{14}C. 1 ml d'une suspension lavée en milieu minéral est introduit

dans un tube de 8 mm de diamètre où un barbotage d'air comprimé entraîne le CO_2 dégagé sur des petits absorbeurs contenant de la potasse 0,1 N. Des essais préliminaires avec $^{14}CO_3NaH$ ont montré que l'entraînement est quantitatif en 8 mn et l'absorbeur retient 94 à 100 % de la radioactivité. La potasse des absorbeurs séchée sur des cupules sert directement à la mesure de la radioactivité.

Résultats. — L'addition d'un galactoside à une suspension d'*E. coli* possédant la perméase provoque une augmentation immédiate et persistante de la vitesse de consommation d'oxygène, alors que les souches non induites ou génétiquement dépourvues de galactoside-perméase ne présentent aucun changement (*fig.* 1).

La respiration résiduelle varie, selon le degré d'épuisement des réserves, aux environs de 5 à 10 μMO_2/mn/g. L'extra-oxygène est du même ordre de grandeur que la respiration résiduelle, ce qui explique le degré de dispersion des résultats. Cependant, l'extra-oxygène varie avec la concentration du substrat dans le même sens que l'activité de la perméase. A concentration saturante en substrat et pour des souches à galactoside-perméase constitutive ou pleinement induites, on observe en moyenne 8 μmol/mn/g d'extra-oxygène avec le TMG et 15 μmol/mn/g avec le TPG.

Encore que les thiogalactosides ne subissent aucun métabolisme oxydatif connu chez *E. coli*, on ne pouvait exclure, devant ces résultats, la possibilité qu'une impureté, en faible quantité, soit la cause de la consommation d'oxygène.

Dans cette hypothèse, des microbes marqués de façon homogène par culture préalable sur fructose ^{14}C, ne devaient donner, en présence de thiogalactoside non radioactif, aucun dégagement supplémentaire de $^{14}CO_2$. Or, l'expérience montre que l'addition de TPG, à la concentration de 10^{-3} M, multiplie le dégagement de $^{14}CO_2$, par un facteur 2,5 et l'addition de TMG 2.10^{-3} M l'augmente dans la proportion de 1,75, alors que le témoin donne un dégagement constant pendant la même période. Notons que le TPG donne une consommation d'extra-oxygène et un dégagement de $^{14}CO_2$ supérieurs au TMG, ce qui s'accorde avec le fait que sa vitesse de renouvellement est plus rapide. L'augmentation des échanges gazeux observée est donc due à une accélération du métabolisme énergétique de la cellule au cours du travail effectué par la perméase et non pas à une oxydation du thiogalactoside.

En supposant que l'extra-oxygène consommé serve à la combustion d'un glucide, l'énergie dégagée est de 0,825 cal/g/mn. La vitesse d'entrée du TMG mesurée dans des expériences séparées est de l'ordre de 40-50 μmol/g/mn et, en supposant que le transport ait lieu contre un gradient d'activité $G_{in}/G_{ex} = 100$, l'énergie libre requise est de l'ordre

de 0,1 cal/g/mn. Dans l'hypothèse où le transport d'une molécule de thiogalactoside serait couplé avec la rupture d'une liaison phosphate à haute énergie, chaque atome d'oxygène consommé permettant la formation de trois liaisons ATP, l'extra-oxygène rendrait compte d'une vitesse de renouvellement de TMG de 48 μmol/mn/g, en bon accord avec la mesure directe

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) *Ann. Inst. Pasteur*, 91, 1956, p. 829.

(2) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 809.

(3) H. LUNDEGARDH et H. BURSTROM, *Biochem. Z.*, 261, 1933, p. 235.

(4) L. CRANE et R. E. DAVIES, *Biochem. J.*, 43, 1948, p. 43.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Nouvelle technique de transplantation chez l'embryon de Poulet : la greffe intraoculaire. Application à l'épiphyse.* Note de M. **RAOUL-MICHEL MAY** et M^lle^ **MARIE-JEANNE THILLARD**, présentée par M. Maurice Caullery.

Jusqu'ici la greffe chez le jeune embryon de Poulet, avant le développement de la membrane chorio-allantoïdienne, n'a pu être faite que dans la cavité cœlomique (V. Hamburger [1], [2], 1938-1942; W. E. Dossel [3], 1954). Cette méthode, qui permet le développement d'implants assez volumineux, tels qu'un bourgeon de patte, n'est pas applicable à des tissus dont le développement ultérieur n'atteint normalement que de petites dimensions.

Il en est ainsi notamment pour l'épiphyse. Désirant étudier son développement en dehors de son lieu normal, nous avons tout d'abord cultivé des explants en goutte pendante. Ces explants se sont maintenus, mais ne se sont pas beaucoup développés. Cultivée en culture d'organe, d'après la méthode de E. Wolff et K. Haffen [4] (1952) (sérum de Coq+suc embryonnaire), l'épiphyse embryonnaire se dégrade dès le troisième jour de culture. Sur la membrane chorio-allantoïdienne elle persiste et grandit, mais se charge d'amas sanguins.

Implantée dans la cavité cœlomique d'embryons de 3 jours et demi, d'après la méthode de Dossel, l'épiphyse s'est accolée sur différents organes, et nous avons pu la retrouver après 7 jours, notamment sur le mésonéphros ou sur le foie. Mais on n'est jamais certain de retrouver le greffon dans la cavité générale.

Cherchant donc une cavité close de moindre dimension, nous nous sommes adressés à l'œil, que l'un de nous utilise depuis longtemps comme site porte-greffe chez l'adulte des Rongeurs (*voir* R. M. May [5], 1952). Ici le greffon, qui se développe bien, est toujours retrouvé sans difficulté.

La technique est relativement simple. Une fenêtre carrée d'un peu plus de 1 cm de côté est pratiquée dans la coquille et la membrane coquil-

lière, juste au-dessus de la tête d'un embryon d'un développement minimum de 3 jours et maximum de 5 jours. L'âge minimum est conditionné par le développement de l'œil, qui atteint à ce moment sa forme normale et un début de pigmentation. Cette pigmentation facilite le repérage. D'autre part le volume de l'œil est déjà très grand par rapport aux dimensions de l'embryon. La limite extrême de 5 jours est due au recouvrement de l'embryon par l'allantoïde au travers de laquelle il est malaisé d'atteindre l'œil. Le moment optimal se situe donc chez l'embryon de 4 à 4 jours et demi de développement.

Utilisant des ciseaux à iridectomie spécialement affûtés, on incise le chorion, puis l'amnios sur tout le diamètre moyen de l'œil. Une deuxième incision perce la cornée au-dessus de la périphérie du cristallin, sans entamer ce dernier. Il faut éviter de blesser la carotide interne ou la veine cardinale antérieure qui se trouvent tout proches de l'œil.

Le greffon, préalablement placé dans du liquide de Ringer, est aspiré dans une pipette très fine, de façon qu'il puisse juste y pénétrer. Il faut d'ailleurs prendre soin à ne pas aspirer le greffon dans sa totalité, afin que son insufflation dans l'œil se fasse sans effort. Le bout de la pipette est glissé entre le cristallin et le bord de la vésicule optique, et le greffon est déposé aussi près que possible du cristallin dans la chambre postérieure.

On ne s'occupe pas de la fermeture des incisions dans la cornée et les membranes, celles-ci se cicatrisant si elles n'ont pas été trop fortement traumatisées. La fenêtre dans la coquille est obturée au moyen d'une lamelle stérile de verre appliquée au moyen de paraffine fondue.

En général la mortalité post-opératoire a lieu pendant les 24 h qui suivent la greffe. Passé ce délai les embryons se développent normalement, mais on a un très fort pourcentage d'yeux porte-greffe partiellement atrophiés. Nous avons aussi observé quelquefois une torsion ou une rétroversion de la tête. Ces différentes malformations n'influent pourtant en rien sur le développement du greffon.

Nous avons pu conserver des embryons ainsi greffés pendant 16 jours après la transplantation, c'est-à-dire presque jusqu'à l'éclosion. Il nous semble d'ailleurs possible de laisser éclore de tels poussins opérés et de suivre l'évolution du greffon par la suite.

Malgré nos soins opératoires, nous n'avons obtenu de survie de l'embryon que dans environ 25 % des cas. Mais cette méthode présente cependant de gros avantages : le prélèvement de l'œil porte-greffe est aisé, on retrouve le greffon avec facilité, et le développement de celui-ci montre que l'œil est un milieu porte-greffe qui lui convient parfaitement.

En général, on retrouve le greffon accolé au cristallin, ou tout près de lui et près de la rétine, qui a subi dans presque tous les cas des plissements importants et dont on distingue nettement la couche pigmentaire.

Dans le cas de l'épiphyse, on observe des vésicules d'aspect comparable à celui d'une épiphyse de même âge. Le beau développement du greffon est encore attesté par une riche vascularisation; on discerne des petits vaisseaux de calibres variés, et notamment des capillaires souvent assez droits. D'autre part, on observe de nombreuses mitoses à toutes les phases dans des greffons de tout âge.

Sur 19 greffons épiphysaires, implantés lorsqu'ils avaient 4 à 9 jours d'âge et prélevés 4 à 16 jours après la transplantation, nous avons retrouvé 6 implants ayant atteint un parfait développement, 9 un peu moins développés que les témoins de même âge et 4 greffons sous-développés ou atypiques.

Le développement du greffon est en tous points comparable à celui d'une épiphyse de même âge (prélevée sur un embryon normal).

En résumé, la greffe intraoculaire, chez l'embryon de Poulet de 3 à 5 jours de développement, permet l'épanouissement d'ébauches d'organes de petite taille qu'il est malaisé de retrouver dans d'autres lieux de l'organisme. Elle présente par ailleurs, sur la greffe chorio-allantoïdienne, l'avantage de pouvoir être faite à un stade relativement précoce et d'intégrer le greffon dans l'organisme même, avec la possibilité de le conserver au-delà de l'éclosion.

(1) *J. Exper. Zoöl.*, **77**, 1938, p. 379-399.

(2) *J. Exper. Zoöl.*, **80**, 1939, p. 347-389; V. HAMBURGER, *A manual of experimental embryology*, The Univ. of Chicago Press, Chicago III, 1942, 213 pages (p. 131-159).

(3) *Science*, **120**, 1954, p. 262-263.

(4) *J. Exp. Zoöl.*, **119**, 1952, p. 381-404.

(5) *La greffe*, Gallimard Ed., Paris, 300 pages, 1952, page 189.

(*Laboratoire de Biologie Animale, Pavillon Curie, Faculté des Sciences, Paris.*)

PHYSIQUE BIOLOGIQUE. — *Technique d'autoradiographie à très basse température.*

Note de M. PIERRE PELLERIN, présentée par M. Christian Champy.

Description d'une technique permettant d'effectuer l'exposition autoradiographique à température inférieure à — 120°, supprimant totalement la diffusion chimique et les effets pseudoradiographiques, tout en conservant la sensibilité de l'émulsion. Application à l'étude du métabolisme du soufre radioactif chez le Rat nouveau-né.

Les sujets sont congelés par immersion dans l'azote liquide (— 195°). Ils acquièrent ainsi une dureté comparable à celle d'un métal léger, ce qui permet de préparer le plan d'autoradiographie par fraisage rapide sur une machine-outil, ou même simplement à la lime.

L'exposition autoradiographique est elle-même effectuée dans la vapeur

saturante de l'azote liquide. A cet effet, dans la chambre noire, l'émulsion sensible portée par une plaque de matière plastique est rapidement appliquée contre la surface fraisée du bloc. Cet ensemble (dont les différents éléments préalablement refroidis par immersion dans l'azote liquide sont maintenus par un étrier de serrage) est ensuite disposé immédiatement au-dessus de la surface de l'azote liquide contenu dans un récipient en mousse de « teflon » (*fig.* 1). 2 mn après la fermeture du récipient, l'équilibre thermique est atteint dans le volume libre et les mesures montrent qu'un gradient de températures s'établit entre — 190° au voisinage de la surface de l'azote liquide et — 120° à la partie supérieure du volume libre.

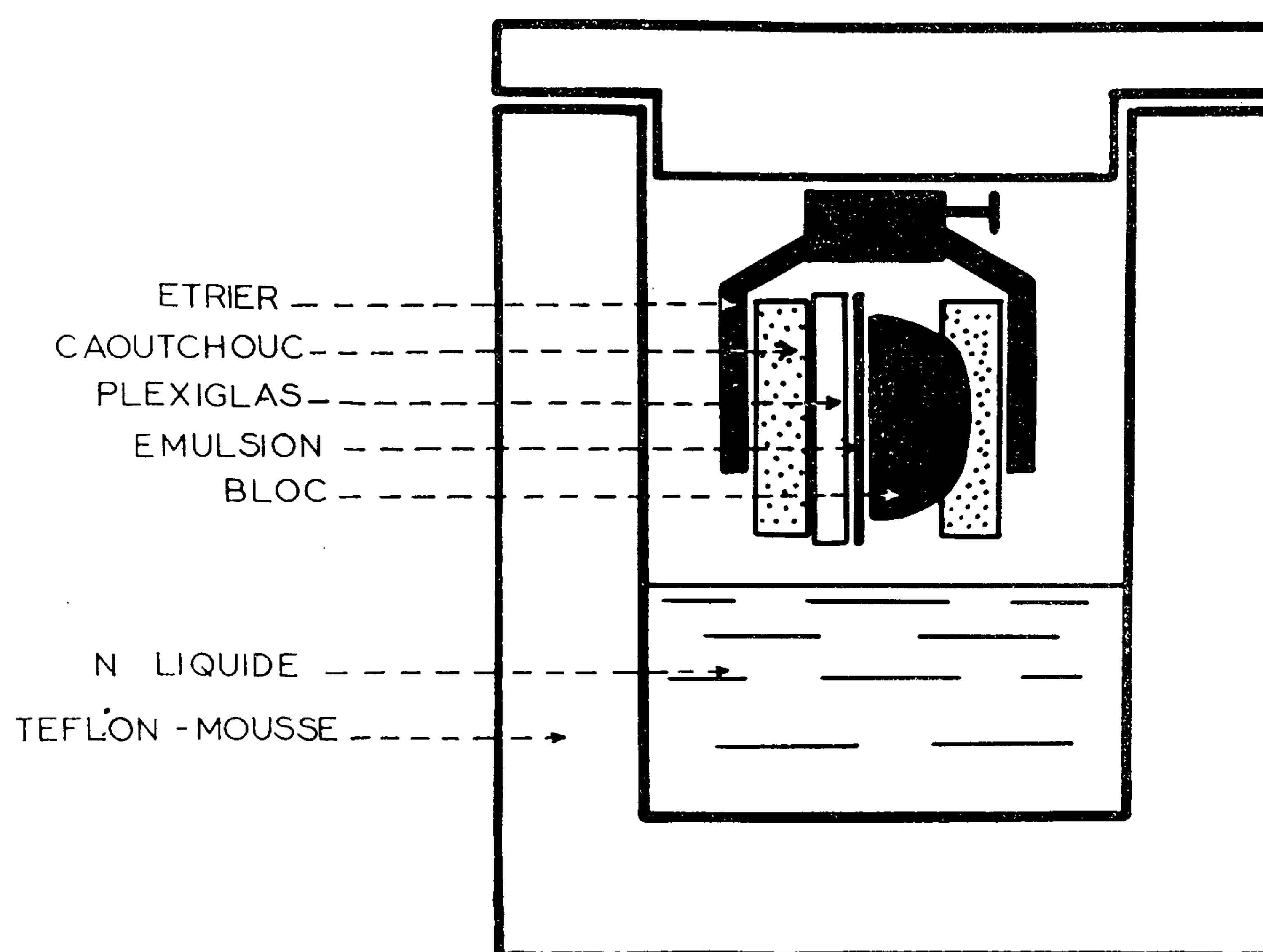


Fig. 1.

A la fin de l'exposition, l'émulsion est séparée du bloc qui peut être conservé dans l'azote liquide. Le développement par les procédés classiques a lieu à température ordinaire, et la sensibilité de l'émulsion n'est pratiquement pas modifiée.

Cette technique permet de maintenir le bloc très au-dessous de la température de congélation, dès la mort de l'animal jusqu'au développement de l'émulsion : toute diffusion chimique est ainsi supprimée et la répartition de la substance radioactive à l'instant exact de la mort par congélation est saisie sur l'autoradiographie. Lorsque la période radioactive de la substance marquée est suffisante, des fraisages successifs permettent

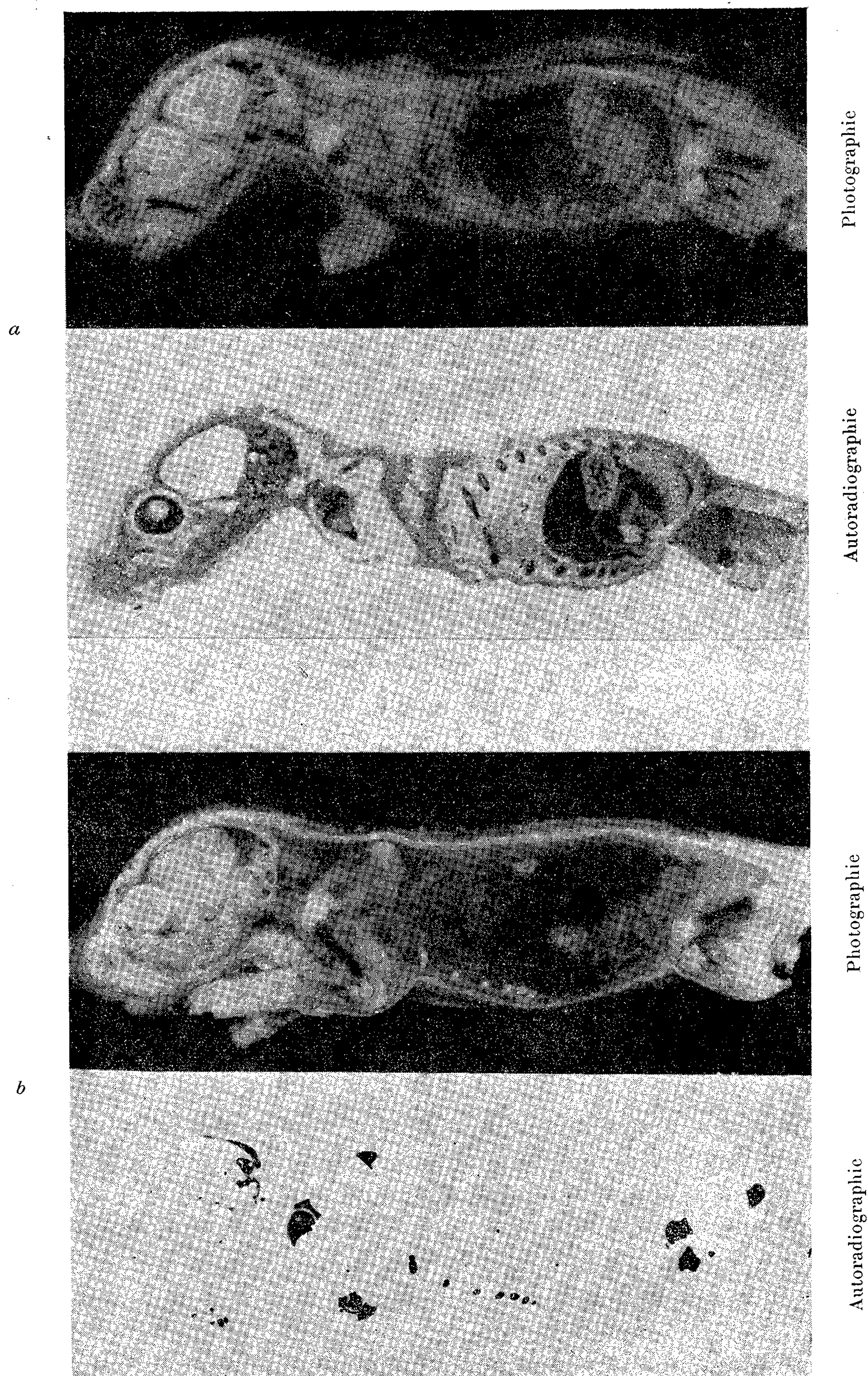

a
Photographie
Autoradiographie
b
Photographie
Autoradiographie

Fig. 2.

d'étudier sa répartition à toutes les profondeurs dans le bloc. L'absence totale d'effets pseudo-radiographiques a été vérifiée par des expositions prolongées sur des blocs témoins non radioactifs. Enfin le renforcement des couleurs naturelles des éléments anatomiques de la coupe par la congélation à très basse température est considérable, ce qui permet d'effectuer la superposition exacte de l'autoradiographie sur la photographie en couleurs de la coupe sans aucun processus de coloration.

Application-type. — Deux jeunes rats de cinq jours subissent une injection de 350 μC de soufre 35 radioactif. Le premier est sacrifié par congélation après 4 h, le second après 24 h. Deux autoradiographies sur deux plans de coupe correspondants sont réalisés par la technique qui vient d'être décrite, le temps de pose étant de 2 h.

La figure 2 montre pour chacun des rats la photographie et l'autoradiographie du plan de coupe. On constate que le rat sacrifié après 4 h (*fig.* 2, *a*) présente une répartition hétérogène du soufre 35 dans les divers organes intéressés par la coupe (en particulier le foie, l'intestin, le rein et le corps vitré). Le rat sacrifié après 24 h (*fig.* 2 *b*) montre au contraire une localisation tout à fait élective dans les cartilages.

Il semble donc que l'on puisse espérer, par cette méthode, suivre facilement les différentes étapes du métabolisme d'une substance marquée dans les organismes vivants.

(*Service de Biologie du Centre d'études nucléaires, Saclay.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *L'acide gluconique, métabolite intermédiaire normal chez* Aspergillus niger. Note de MM. **Didier Bertrand** et **André de Wolf**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

L'acide gluconique, considéré à tort comme un métabolite anormal, est en fait un métabolite intermédiaire normal de la fermentation du saccharose par l'*Aspergillus niger*. Cet acide est phosphorylé avant de poursuivre l'étape suivante de sa transformation.

Le premier, Boutroux ([1]) a montré que sous l'action d'un microorganisme qui fut perdu, mais était probablement *Mycoderma aceti*, le *d*-glucose est transformé en acide gluconique; travail confirmé par Brown ([2]) et Seifert ([3]). Puis, en 1904, G. Bertrand montra cette transformation sous l'influence de la bactérie du sorbose *Bacterium xylinum* ([4]) et obtint des rendements très importants en acide gluconique. Molliard ([5]), en 1922, cultivant *Aspergillus niger* sur des milieux déséquilibrés en azote, phosphore, potassium ou globalement en sels ([6]), constatait que, contrairement à ce qui se passe en milieu équilibré, il peut y avoir formation d'acide gluconique en quantités déjà très importantes. Cette propriété a été

retrouvée pour beaucoup d'autres microorganismes et champignons filamenteux.

A la suite des idées de Molliard, il est encore considéré que l'acide gluconique n'est pas un métabolite normal d'*Asp. niger*. Le fait même, pourtant observé par cet auteur, que sa concentration puisse diminuer dans le milieu de culture où il est formé n'a pas changé cette opinion et, très récemment encore, W. Cleland et M. Johnson [7], étudiant la formation de l'acide oxalique par *Asp. niger*, considèrent que lorsque les conditions de culture permettent sa formation, l'acide gluconique se transforme ultérieurement en acide oxalique, principalement par l'intermédiaire des pentoses.

Or *Asp. niger*, au moins les thalles jeunes, même cultivés en milieu normal, renferme une glucose aérodehydrogénase qui transforme le glucose en acide gluconique [8], [9]. On devrait donc être en droit de penser que l'acide gluconique est en fait un métabolite intermédiaire normal dont la présence n'a été décelée que lorsque les circonstances permettaient son accumulation dans le milieu.

S'il est facile de reconnaître et de doser l'acide gluconique lorsqu'il est en assez forte proportion, il n'en est pas de même dans les cas qui nous occupent ici. En effet, les différentes techniques utilisées suivent le processus indiqué par G. Bertrand [4] qui isole l'acide gluconique sous forme de gluconate de calcium très peu soluble en milieu fortement alcoolique. Mais lorsqu'il y a beaucoup de sucre et relativement peu d'acide gluconique, comme c'est le cas dans les milieux de culture d'*Aspergillus niger*, le gluconate de calcium ne se sépare plus, la majeure partie de l'acide gluconique n'est d'ailleurs pas alors sous forme libre. Aussi avons-nous dû trouver une autre technique.

La solution renfermant l'acide gluconique est chromatographiée sur gel de silice suivant E. A. Isherwood [10] et N. A. Bullen, J. Varner et B. C. Burrel [11]. Comme l'acide gluconique n'est extractible que par l'eau, deux colonnes sont faites, l'une avec de l'acide sulfurique-eau comme phase fixe servant de contrôle, l'autre seulement avec de l'eau pour le dosage. Il est nécessaire de vérifier l'absence d'acide citrique (seul acide gênant ici dans la fraction gluconique). D'autre part, la chromatographie sur papier suivant Cheftel, Munier et Machebœuf [12] permet de voir qu'il n'y a que de l'acide gluconique.

Utilisant la souche d'*Asp. niger* I. P. d'origine sauvage, le milieu de culture de Steinberg et les conditions de culture qui nous ont déjà servi pour diverses études [13], nous en avons trouvé une quantité déjà forte, puisqu'elle correspond à 1,98 g d'acide gluconique par litre. Seule l'erreur analytique permet d'expliquer que les auteurs précédents ne l'aient pas trouvé. D'autres souches donnent des résultats analogues et ne changent

pas le sens des phénomènes décrits dans la présente publication. Si l'on opère suivant Molliard en ne mettant dans le milieu que le 1/100^{e} des quantités normales de sels, la culture est très faible et très lente, mais au 30^{e} jour, il y a 20,2 g d'acide gluconique par litre, au 48^{e} jour 20,7 g et au 73^{e} encore 19,9 g pour un poids maximum de mycélium de 1,13 g au 48^{e} jour.

Si, selon les hypothèses que nous avons faites, on augmente la concentration en sucre (100 g/l au lieu de 50) sans changer les concentrations en sels, la vitesse de croissance du thalle est peu modifiée, mais la quantité d'acide gluconique produite dans le milieu augmente un peu, passant de 3 g/l aux 3^{e} et 4^{e} jours, alors que le poids sec de thalle formé augmente de 58 %.

Dans des conditions de culture équilibrée, la chromatographie sur gel de silice montre que cet acide finit par disparaître du milieu alors qu'il peut en rester si, au contraire, le rapport : concentration en sucre/ concentration en sels minéraux, croît. Si l'on joint cette remarque aux faits déjà connus, on se trouve en droit de penser que ce métabolite doit être un métabolite intermédiaire représentant l'une des voies d'utilisation du glucose par *Asp. niger.*

Si l'on ensemence ce champignon sur le milieu de Steinberg dont on a remplacé le saccharose par une quantité équivalente d'acide gluconique représentant la seule source de carbone, on constate qu'après un retard d'environ 36 h dû à l'acidité du milieu (pH 2,2), la culture se développe très vite pour atteindre son poids maximum en deux jours. Le rendement, qui est de 63 % du poids sec obtenu sur milieu avec saccharose, confirme que l'acide gluconique représente une voie importante de la dégradation du sucre. Il faut signaler que les gluconates de sodium et de calcium sont de très mauvaises sources de carbone pour ce même champignon.

Dans le cas de *Bacterium xylinum*, Gabriel Bertrand [4] avait montré que les bactéries non proliférantes transforment très activement l'acide gluconique en acide 5-céto-gluconique. Il ne semble pas qu'il en soit de même ici. Si l'on cultive *Asp. niger* sur milieu carencé en magnésium (2 mg/l au lieu de 25 mg), la culture est évidemment moins abondante, mais au 3^{e} jour, la culture carencée renferme 9,6 g d'acide gluconique contre 3 g pour les témoins (milieu avec 10 % de saccharose).

Comme le magnésium est essentiel dans les phénomènes de phosphorylation, on peut admettre que si l'acide gluconique s'accumule dans le milieu carencé en magnésium, c'est parce que normalement le stade suivant de sa transformation est une phosphorylation.

Les faits suivants sont en faveur de cette hypothèse et l'acide gluconique passerait soit par la voie du cycle des pentoses pour un pH plutôt alcalin (*voir* Cleland et Johnson *loc. cit.*), ce qui n'aurait pas lieu pour les cultures

en milieu acide, soit dans ce dernier cas par la voie du cycle de Krebs, probablement après transformation en D-ribose-5-phosphate, puis en D-glycéraldéhyde-3-phosphate. En effet, une préparation commerciale d'hexokinase de levure libère de l'adénosine diphosphate à partir d'adénosine triphosphate et de gluconate de sodium à pH 7,5 et à + 5° avec une activité de l'ordre de 80 % de celle obtenue en présence de glucose ([14]). Dans ces conditions, nous avons préparé une fraction hexokinasique à partir de thalle d'*Asp. niger* suivant le début de la technique de Kunitz ([14]). La fraction protéinique ainsi obtenue est aussi active sur l'acide gluconique que sur le glucose. Des recherches ultérieures montreront s'il se forme bien de l'acide 6-phospho-gluconique. Mais, de toute façon, nous pouvons déjà conclure que l'acide gluconique est un métabolite intermédiaire normal de la dégradation du saccharose par *Asp. niger.*

([1]) *Comptes rendus*, 91, 1880, p. 236.
([2]) *J. Chem. Soc.*, 49, 1886, p. 172.
([3]) *Centralbl. für Bakt.*, 3, 1897, p. 337 et 385.
([4]) *Ann. Chim. Phys.*, 1904, 8e série, 3, p. 181.
([5]) *Comptes rendus*, 174, 1922, p. 881.
([6]) *Comptes rendus*, 178, 1924, p. 41.
([7]) *J. Biol. Chem.*, 220, 1956, p. 595.
([8]) MÜLLER *Enzymologia*, 10, 1941, p. 40.
([9]) FRANKE, *Liebigs Ann.*, 553, 1944, p. 111.
([10]) *Biochem. J.*, 40, 1945, p. 688.
([11]) *Anal. Chem.*, 24, 1952, p. 187.
([12]) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 33, 1950, p. 840.
([13]) *Voir*, par exemple, D. BERTRAND et A. DE WOLF, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1924.
([14]) KUNITZ et R. MCDONALD, *J. Gen. Physiol.*, 29, 1946, p. 393.

(*Laboratoire de Chimie Biologique, Institut Pasteur, Paris.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Étude des différentes formes de la choline dans le végétal.* Note de M. **FABIEN COHEN BOULAKIA**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Les études sur le métabolisme de la choline en physiologie végétale amorcées par Klein et Linser ([1]) dès 1933, ont été reprises par H. E. Street, A. F. Kenyon et G. M. Watson ([2]) avec des techniques améliorées. On distinguait alors seulement deux formes de choline dans les végétaux examinés : choline libre et choline des lécithines qu'on séparait avec plus ou moins de bonheur. En 1949, Ducet ([3]) a dosé, grâce à des techniques plus appropriées, la choline totale et la choline hydrosoluble totale (choline libre + choline hydrosoluble combinée), la choline engagée dans les lipides

étant calculée par différence. C'est ainsi qu'il a pu étudier le métabolisme de ces différentes formes au cours du cycle végétatif du Soja.

Nous nous sommes proposés de doser directement la choline lipidique et d'établir ainsi un bilan rigoureux :

Choline totale = Choline lipidique + Choline hydrosoluble totale.

La choline totale est dosée après hydrolyse du tissu et défécation ferrique par précipitation du reineckate et transformation de celui-ci en periodure. La choline libre et la choline hydrosoluble combinée sont séparées suivant les techniques de Ducet et Kahane ([4]) : stabilisation du tissu, broyage, obtention de l'extrait aqueux par défécation ferrique, précipitation du reineckate de la choline libre, hydrolyse des liqueurs mères et précipitation de la choline hydrosoluble combinée. Comme pour la choline totale, ces reineckates sont transformés en periodure pour le dosage.

La choline des lipides est dosée de la même façon, soit après extraction par l'alcool, évaporation et reprise au chloroforme, soit par extraction au mélange chloroforme-méthanol et diffusion dans l'eau, suivant la méthode de Folch-Pi ([5]).

Opérant sur le Soja, nous obtenons toujours un écart assez considérable entre la somme des différentes sortes de choline et la choline totale. Par exemple, pour le stade de germination au bout de 24 h, les chiffres calculés en milligrammes ion-choline par gramme de poids frais sont :

Choline totale		1,040
Choline lipidique	0,300	0,825
Choline libre	0,525	
Choline hydrosoluble combinée	traces	

Le bilan ne peut donc être établi d'une façon correcte. De ce fait, les chiffres de choline lipidique obtenus directement, sont beaucoup plus faibles que les chiffres calculés par différence : 0,300 et 0,515. Nous pouvons attribuer ces différences, soit à une substance étrangère comptée comme choline dans le dosage de la choline totale, et dans ce dosage seul, soit à une forme de choline échappant au dosage de la choline lipidique et à celui de la choline hydrosoluble.

Aussi avons-nous fait l'étude qualitative des divers précipités obtenus afin d'identifier la base qu'ils contiennent. Pour cela nous avons opéré à l'échelle préparative.

Pour chacune des formes de choline les periodures ont été soumis aux déterminations suivantes : de l'iode, des bases volatiles totales et de la triméthylamine par oxydation manganique alcaline [Kahane et Simenauer ([6])], électrophorèse sur papier à divers pH et chromatographie sur papier.

La comparaison des résultats nous a permis d'identifier le précipité obtenu à du periodure de choline pur pour la choline des lipides, la choline libre et la choline hydrosoluble combinée.

Par contre, le précipité de « choline totale » montre la présence d'au moins une substance étrangère à la choline qui précipite comme elle avec les réactifs utilisés. Le chiffre de choline calculé d'après l'iode du periodure est constamment en excès sur le chiffre de triméthylamine. Le dosage de la choline totale sur le periodure, et *a fortiori* par le poids de reineckate comme le pratiquent de nombreux auteurs paraît donc entaché d'une erreur notable par excès.

Il est à noter que si le dosage de l'iode du periodure ne nous permet pas d'établir un bilan correct, celui-ci est obtenu par contre, par les chiffres de triméthylamine. Ceci élimine, dans le cas considéré, l'hypothèse d'une forme de choline non encore décelée.

Voici pour le même stade que précédemment, les taux de choline, en milligrammes par gramme de poids frais, sur la base des différentes déterminations :

	Iode.		Azote manganique.		Triméthylamine manganique.	
Choline totale	1,040		0,810		0,730	
Choline lipidiqne	0,300		0,290		0,280	
Choline libre	0,525	0,825	0,510	0,800	0,450	0,730
Choline hydrosoluble combinée	traces		traces		traces	

Des résultats analogues sont obtenus tout au long du cycle végétatif du Soja. La substance perturbatrice figure, à tous les stades étudiés, dans le periodure de la « choline totale », et présente les mêmes caractères à l'électrophorèse et à la chromatographie. Il s'agit donc d'un constituant défini dont nous poursuivons l'identification. La présence de cette substance n'est pas particulière au Soja, et semble être générale, chez les végétaux et dans beaucoup de tissus animaux.

En résumé, nous montrons la difficulté d'établir un bilan des différentes formes de choline dans le végétal par les méthodes classiques. Nous mettons en évidence l'existence d'une substance simulant la choline vis-à-vis de ses réactifs de précipitation. Cette substance ne fournit pas de triméthylamine à l'oxydation manganique alcaline, au moyen de laquelle nous établissons un bilan correct des constituants choliniques du Soja au cours de son cycle végétatif.

(1) *Biochem. Z.*, 250, 1932, p. 220-253; 260, 1933, p. 215-225.
(2) *Biochem. J.*, 40, 1946, p. 869-874.
(3) *Thèse Doctorat État*, 1949.
(4) *Anal. Chim. Acta*, 2, 1948, p. 839.
(5) Folch-Pi, Assoli et Lee, *J. Biol. Chem.*, 191, 1951, p. 833.
(6) *Bull. Soc. Chim.*, 21, 1954, p. 514.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Influence du solvant sur la mutarotation des sucres. Cas des sels neutres.* Note de M^{me} **Andrée de Grandchamp-Chaudun**, présentée par M. René Fabre.

Les sels neutres, chlorures alcalins et alcalino-terreux notamment, modifient à la fois la vitesse de mutarotation des sucres, glucose, fructose, galactose, maltose et leur pouvoir rotatoire limite, dans un sens qui dépend du cation. La variation de $[\alpha]_D$ est réversible par simple dilution aqueuse, et la vitesse de migration du sucre, en chromatographie descendante sur papier, n'est pas modifiée par la présence des sels.

On sait que la vitesse de mutarotation des sucres réducteurs, aussi bien que leur pouvoir rotatoire limite, varient, toutes choses égales d'ailleurs, lorsqu'on passe d'un solvant à un autre. En particulier, le glucose, le fructose, le galactose, le maltose atteignent leur équilibre optique, en solutions alcooliques, plus lentement que dans l'eau pure, le pouvoir rotatoire limite se trouvant déplacé dans le sens des arcs croissants pour le glucose et le fructose, en sens inverse dans le cas du galactose et du maltose [1].

Les données concernant l'influence des sels sur le pouvoir rotatoire sont assez peu nombreuses; à l'exception d'une étude de Murschausen [2] relative au comportement du glucose dans différentes solutions salines, on ne trouve guère de renseignements que pour le sucre interverti, dont le pouvoir rotatoire serait déplacé dans le sens des arcs décroissants en présence d'un certain nombre de sels, l'amplitude du phénomène, variable d'un sel à un autre, étant proportionnelle à la concentration saline [3].

Nous avons repris la question en comparant, comme nous l'avions fait pour différents alcools, l'action d'un certain nombre de sels neutres sur trois oses, glucose, fructose, galactose et sur l'oside réducteur, le maltose.

Une première série d'expériences a été réalisée en suivant comparativement la mutarotation de solutions de glucose, de fructose, de galactose, de maltose, d'une part dans l'eau, d'autre part dans une solution 2 N de ClK. Le tableau I ci-après résume les résultats obtenus.

Comme on le voit, la vitesse de mutarotation est plus faible en présence de ClK que dans l'eau pure; quant au pouvoir rotatoire limite, *il est déplacé dans le sens des arcs décroissants et celà pour les quatre sucres étudiés.*

Vient-on à remplacer ClK par ClNa, ClLi, $ClNH_4$, les résultats obtenus sont identiques aux précédents : l'équilibre optique est atteint moins rapidement qu'en solution aqueuse et le pouvoir rotatoire limite est diminué algébriquement, l'ampleur du phénomène étant moindre cependant qu'avec le chlorure de potassium, comme l'indique le tableau II ci-après, dans lequel nous donnons seulement le pouvoir rotatoire des différents sucres, une fois réalisé l'équilibre optique des solutions.

TABLEAU I.

	$[\alpha]_D$							
	Glucose		Fructose		Galactose		Maltose	
Temps.	H_2O.	ClK.	H_2O.	ClK.	H_2O.	ClK.	H_2O.	ClK.
5mn.	+84,90	+86,30	−94,20	−103,40	+114,50	+120,16	–	–
10 » ..	77,08	79,43	91,82	97,92	107,48	113,81	+111,45	+110,42
15 » ..	71,82	74,68	90,15	97,40	102,91	107,84	–	–
20 » ..	68,30	71,37	89,80	97,00	100,00	104,83	114,12	112,88
30 » ..	63,88	65,80	89,62	96,22	95,31	100,36	116,70	113,54
60 » ..	58,21	60,72	89,60	96,17	86,80	90,94	119,82	115,53
120 » ..	54,42	55,23	89,40	96,17	82,10	82,54	121,48	118,85
240 » ..	52,90	53,15	89,40	96,17	80,65	80,00	127,61	123,83
24 h...	52,50	49,72	89,40	96,17	79,62	78,05	128,64	125,40
48 h...	52,50	49,70	89,40	96,17	79,60	77,82	128,64	125,40

TABLEAU II.

Nature du solvant (concentration 2N).	$[\alpha]_D$ Glucose.	Fructose.	Galactose.	Maltose.
ClNa	+50,12	−95,05	+78,40	+126,34
ClLi	+51,40	−94,10	+78,62	+127,18
$ClNH_4$	+50,90	−94,49	+78,20	+127,36

Les résultats sont très différents avec les chlorures alcalino-terreux, Cl_2Ba et Cl_2Ca; ces deux sels, à la concentration 2 N, accélèrent légèrement la transformation isomérique des sucres; si le pouvoir rotatoire du fructose est toujours modifié dans le sens des arcs décroissants, on constate au contraire une augmentation du pouvoir rotatoire limite des trois sucres dextrogyres, l'action de Cl_2Ca étant d'ailleurs plus marquée que celle de Cl_2Ba. Nous donnons, dans le tableau III, les pouvoirs rotatoires des quatre sucres étudiés, en solution dans les chlorures de baryum ou de calcium à la concentration 2 N.

TABLEAU III.

Nature du solvant	$[\alpha]_D$ Glucose.	Fructose.	Galactose.	Maltose.
$Cl_2Ba, 2H_2O$	+53,72	−100,34	+83,16	+130,90
$Cl_2Ca, 2H_2O$	+54,60	−103,76	+84,50	+132,72

Il semble donc que, le fructose mis à part, le sens du déplacement de $[\alpha]_D$ soit régi par la nature du cation; nous avons pu constater en effet, en nous limitant au cas du glucose, que l'oxalate de potassium et le sulfate de potassium, aux concentrations respectives 2 N et 1,5 N, abaissent, tout comme le fait le chlorure, le pouvoir rotatoire du glucose qui prend

alors les valeurs 49,17 et 50,06; avec l'acétate de calcium, au contraire, comme avec Cl_2Ca, le pouvoir rotatoire augmente jusqu'à la valeur 53,44, pour une concentration du sel égale à 0,5 mol-g/l.

Ajoutons que nous n'avons pas retrouvé la proportionnalité, affirmée par quelques auteurs, entre la variation du pouvoir rotatoire et celle de la concentration saline et qu'entre N/4 et 2 N, $[\alpha]_D$ varie moins vite que la teneur de la solution en sel neutre.

Nous avons enfin vérifié que les modifications observées pour le pouvoir rotatoire sont réversibles par simple dilution aqueuse, et qu'en chromatographie descendante (papier Whatman 1, solvant butanol, éthanol, eau 4 : 5 : 1) la vitesse de migration est la même, que le sucre soit ou non en présence de sel.

(1) A. DE GRANDCHAMP-CHAUDUN, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 321.
(2) *Biochem. Z.*, 136, 1923, p. 66.
(3) BROWNE et ZERBAN, *Sugar Analysis*, p. 272.

PHARMACODYNAMIE. — *Sur le diméthylphosphate de choline et son dérivé acétylé.* Note de MM. **René Hazard**, **Jean Cheymol**, **Pierre Chabrier** et Mme **Abigaël Carayon-Gentil**, présentée par M. Léon Binet.

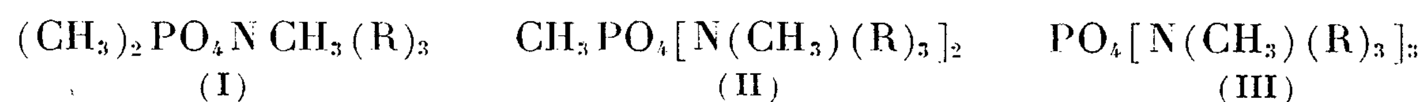
Les auteurs décrivent la préparation du diméthylphosphate de choline et de son dérivé acétylé. Ils en étudient quelques propriétés pharmacologiques comparativement à celles du bromure de choline et du chlorure d'acétylcholine.

Les tri-esters de l'acide orthophosphorique $PO_4(R)_3$ ont fait l'objet de nombreuses recherches. Il ne semble pas que l'on ait jusqu'ici étudié l'action de ces esters sur les amines tertiaires.

On sait pourtant que d'une façon assez générale les esters minéraux du type RX; $SO_4(R)_2$, etc. se fixent sur les amines tertiaires ou sur certains composés soufrés pour donner des composés d'addition.

Nous étudions dans cette Note l'action du phosphate triméthylique $PO_4(CH_3)_3$ préparé selon la technique d'Evans (1) sur une amine tertiaire le diméthylaminoéthanol ainsi que les propriétés pharmacologiques du diméthylphosphate de choline résultant de cette réaction.

Par analogie avec d'autres esters minéraux $SO_4(CH_3)_2$ par exemple, on peut prévoir trois sortes de combinaisons (I), (II), (III).



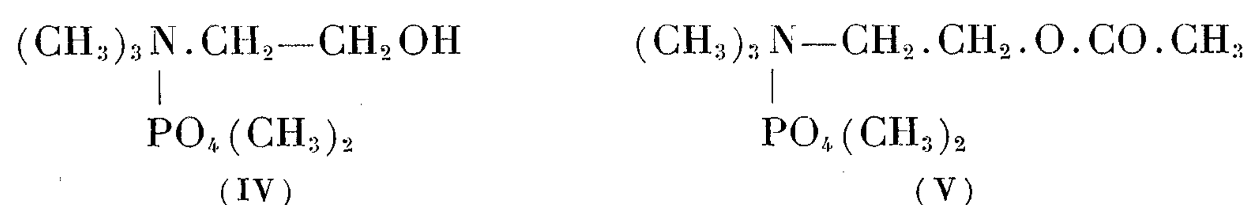
$(CH_3)_2PO_4NCH_3(R)_3$ (I) $CH_3PO_4[N(CH_3)(R)_3]_2$ (II) $PO_4[N(CH_3)(R)_3]_3$ (III)

L'expérience a montré que quelles que soient les conditions opératoires on obtenait exclusivement le dérivé (I).

En effet nous avons effectué cette réaction soit dans l'éther à la température ordinaire, soit dans l'éthanol à la température ordinaire, à chaud, à reflux et en tube scellé jusqu'à 140° durant 5 h.

Dans tous les cas, on a obtenu le diméthylphosphate de choline.

DIMÉTHYLPHOSPHATE DE CHOLINE (IV) = 197 H.C :



Préparation. — On dissout 5 g de phosphate triméthylique dans 25 ml d'éther sec, on ajoute 6,5 g de diméthylaminoéthanol et abandonne le flacon bouché durant 24 h.

On ajoute à la solution éthérée 50 ml d'éther sec, une huile précipite qui se concrétise peu à peu. Rendement de l'ordre de 85 %.

Propriétés. — Substance cristallisée en aiguilles, très hygroscopique, très soluble dans l'eau, soluble dans l'éthanol, assez soluble dans l'acétone, le chloroforme, insoluble dans le benzène et l'éther.

Analyse. — $C_7H_{20}O_5NP$, calculé %, C 36,68; H 8,73; N 6,11; P 13,53; trouvé % C 34,8; H 8,25; N 6,17; P 13,30.

Cette substance a été étudiée comparativement au bromure de choline et l'on en a préparé le dérivé acétylé dont les propriétés ont été comparées à celles du chlorhydrate d'acétylcholine (*voir* tableau).

DÉRIVÉ ACÉTYLÉ DU DIMÉTHYLPHOSPHATE DE CHOLINE (V) = 224 H.C : Ce corps est obtenu par acétylation directe du diméthylphosphate de choline au moyen de l'anhydride acétique.

Préparation. — On mélange en quantités sensiblement équimoléculaires le diméthylphosphate de choline et l'anhydride acétique. Le mélange est porté pendant une heure environ au bain-marie vers 75° jusqu'à obtention d'une solution homogène limpide. On abandonne 24 h, on lave à l'éther sec le résidu sirupeux, on reprend ledit résidu par l'acétone sèche, d'où on le précipite par l'éther sec. On obtient après quelques jours des plaquettes cristallines extrêmement hygroscopiques.

Analyse : $C_9H_{22}O_6NP$, calculé %, P 11,43; N 5,16; trouvé %, P 10,2; N 4,7.

Résultats d'analyse approchés (90 %) par suite du caractère très hygroscopique du 224 H. C.

Cette substance a été étudiée comparativement au chlorure d'acétylcholine.

Le tableau suivant groupe quelques propriétés pharmacologiques des 197 et 224 H. C. par rapport aux deux substances de référence.

Corps étudié.	P. M.	D. L. 50 Souris (i/v/mg/kg).	Organes isolés. Concentration. Intestin Cobaye contraction.	Rectus Grenouille contraction.	Pression artérielle chien chloralosé par rapport à substance de référence = 1.
Bromure de choline.......	184	53	1.10^{-4}	5.10^{-4} à 1.10^{-4}	1 (*)
197 H. C.................	229	110	6.10^{-5}	1.10^{-3}	1,2
Chlorure d'acétylcholine...	181,5	13	2.10^{-8}	5.10^{-7}	1 (*)
224 H. C.................	271	35	3.10^{-8}	4.10^{-7}	0,75

(*) 2 mg/kg de bromure de choline ou 2 µg/kg d'acétylcholine entraînent une faible hypotension de l'ordre de 1 cm variable selon la sensibilité du chien utilisé.

Toxicité. — Le 197 H.C. est 3 fois moins toxique que son dérivé acétylé 224 H.C. Le 197 H.C. est 2 fois moins toxique que le bromure de choline et le 224 H.C. 3 fois moins que le chlorure d'acétylcholine.

Action sur le rectus abdominis de Grenouille. — Le 197 H.C. est environ 2 500 fois moins actif que son dérivé acétylé 224 H.C. mais tandis que le 197 H.C. est 5 fois moins actif que le bromure de choline, le 224 H.C. est légèrement plus actif que le chlorure d'acétylcholine.

Action sur l'intestin de Cobaye. — Tous sont contracturants. Le 197 H.C. est 2 000 fois moins actif que le 224 H.C. Le 197 H.C. est ici environ 2,5 fois moins puissant que le bromure de choline et le 224 H.C. environ 1,5 fois moins efficace que l'acétylcholine.

Les deux dérivés phosphorés sont nettement moins toxiques que les deux substances prises comme éléments de comparaison. Alors que le 197 H.C. est plus actif sur l'intestin et la pression artérielle mais moins actif sur le *rectus* que le bromure de choline, c'est l'inverse pour le 224 H.C. par rapport au chlorure d'acétylcholine.

L'effet de détoxication apporté dans ce cas par l'anion $(CH_3)_2PO_4$— est à retenir.

[1] D. P. Evans, W. C. Davies et W. J. Jones, *J. Chem. Soc.*, 1930, p. 1310.

MICROBIOLOGIE. — *Activités antifermentaires et cytolytiques comparées des alcools et cétones aliphatiques, chez* Saccharomyces cerevisiæ. Note (*) de M. **Bernard Lindenberg** [1], présentée par M. Maurice Lemoigne.

Les alcools et cétones de fermentation arrivent à inhiber le métabolisme anaérobie de *S. cerevisiæ* à une activité thermodynamique peu variable, de 0,1 environ. Le seuil d'action cytolytique, sur la levure de boulangerie, s'observe à une *activité* trois fois plus élevée. On met ainsi en évidence le caractère non spécifique de l'action toxique de ces composés.

Le problème de la tolérance dont fait montre la levure à l'égard des produits

de son propre métabolisme a déjà suscité de nombreuses recherches, parmi lesquelles figurent celles de Ségal (1938-1939), qui ont trait aux alcools de fusel [2] et supérieurs [3], ainsi que les travaux plus modernes de Gray [4], [5] et de Troyer [6], concernant l'éthanol et le méthanol.

Tout récemment, Gray et Sova [7] ont étendu leur étude aux cinq premiers alcools aliphatiques, normaux et ramifiés, en déterminant, dans les conditions d'une fermentation alcoolique typique, à 30° C, les concentrations qu'il est nécessaire d'ajouter, en différents alcools, pour abaisser de 1 % l'utilisation du glucose par une souche D. C. L. de *S. cerevisiæ*.

Rappelons qu'antérieurement déjà, Lewan [8], en étudiant les modifications morphologiques réversibles, que subissent les cellules de levure cultivées en présence de différents narcotiques, a pu interpréter ses résultats comme étant en faveur de l'existence d'une relation inverse entre l'activité biologique et l'hydrosolubilité des alcools, conformément à la règle de Richet, qui s'énonce : « moins un corps est soluble dans l'eau, plus il est toxique ».

Quantitativement envisagée, cette règle postule en fait *une égale action biologique à une égale activité thermodynamique* [9] des narcotiques dans le milieu aqueux d'application (supposé en équilibre de diffusion avec le milieu intérieur biologique). Et, en effet, ce postulat se vérifie assez bien dans le cas des *narcotiques indifférents et amphipatiques*, de structure polaire-non polaire balancée, comme les premiers alcools et cétones aliphatiques, très solubles à la fois dans l'eau et dans les huiles grasses. Le fait s'explique par les simples considérations suivantes : d'une part, les narcotiques indifférents arrivent à produire leur effet biologique quand leur *fraction molaire* dans la biophase réceptrice a atteint une certaine valeur *commune*, soit N *biophase*; d'autre part, du fait de leur nature amphipatique, ces composés font preuve d'une solubilité approximativement *égale* dans les lipides polaires de la membrane cellulaire, soit N*s biophase*. Auquel cas, le rapport N *biophase*/N*s biophase*, exprimant l'*activité thermodynamique*, doit nécessairement présenter une valeur constante, égale dans toutes les phases du système biologique en équilibre :

$$\frac{\mathrm{N}\,eau}{\mathrm{N}s\,eau} = \frac{\mathrm{N}\,biophase}{\mathrm{N}s\,biophase} = a = \text{const.}$$

Or, en examinant les résultats de Gray et Sova (*loc. cit.*), nous voyons que si les concentrations molaires (molarités) inhibitrices varient bien de 2,43 pour le méthanol à 0,028 pour le pentanol — soit 90 fois environ — les activités thermodynamiques correspondantes, calculées à partir de ces molarités, ne varient que de 0,07 à 0,12.

Il apparaît ainsi que l'action dépressive des alcools sur le métabolisme fermentaire de *S. cerevisiæ* relève d'un mécanisme non spécifique, comparable à celui qui préside à l'action narcotique, dépressive de la respiration, qu'excercent ces composés sur les animaux.

Molarité n et activité a des alcools dans le milieu de fermentation, déterminant le seuil d'inhibition de l'utilisation fermentaire de glucose par Saccharomyces cerevisiæ, à 30° C.

	n.	*a.*		*n.*	*a.*
Méthanol	2,42	0,070	Butanol tert	0,315	0,070
Éthanol	1,305	0,092	Butanol sec	0,218	0,100
Isopropanol	0,656	0,095	Isobutanol	0,108	0,1015
Propanol	0,268	0,071	Butanol *n*	0,109	0,1095
			Pentanol-3	0,074	0,1385
			Pentanol-2	0,064	0,133
			Pentanol *n*	0,028	0,1205

Pour éprouver d'une manière plus directe l'hypothèse de l'égale affinité de solution des molécules amphipatiques pour les constituants de la membrane protoplasmique, nous nous sommes proposés de dépasser le stade d'inhibition métabolique, pour comparer les concentrations en différents alcools et cétones lyophiles qui seraient nécessaires pour provoquer le seuil de cytolyse de la cellule de levure, phénomène qui relève d'un relâchement allant jusqu'à la dissolution de la structure même de la couche limitante protoplasmique.

Nos expériences ont été effectuées avec une levure de boulangerie industrielle (Springer), soigneusement lavée à l'eau distillée. 10 cm^3 de suspension à 80 % d'eau totale sont mis en contact, dans un tube de centrifugation de 35 cm^3 de capacité, avec 10 cm^3 de solution aqueuse du narcotique. On prépare ainsi une série de tubes, avec des suspensions différant dans leur concentration en narcotique, de 5 % chacune par rapport à la précédente. Les tubes, modérément agités pendant la nuit (16 h) à la température du laboratoire (19-21°), sont ensuite soumis à une centrifugation répétée, afin d'obtenir un liquide surnageant rigoureusement limpide, exempt de toute trace de levure.

L'expérience montre que sous l'effet d'une concentration critique en narcotique, les cellules commencent à laisser diffuser dans le milieu extérieur des substances intracellulaires, précipitables par le nitrate d'argent en milieu nitrique et par l'acétate d'uranyle en milieu acétique, ainsi que des pigments jaunes hydrosolubles, que l'on évalue directement dans le surnageant à l'aide de l'absorptiomètre de Dognon.

Molarité m et activité a des alcools et cétones, déterminant le seuil de cytolyse chez la levure de boulangerie au repos, à 19-21° C.

	m.	*a.*		*m.*	*a.*
Méthanol	7,75	0,185	Pentanol tert	0,44	0,287
Éthanol	4,04	0,25	Pentanol *n*	0,114	0,42
Isopropanol	2,01	0,27	Cyclohexanol	0,12	0,31
Propanol	0,98	0,23	Hexanol *n*	0,03	0,44
Butanol tert	1,04	0,216	Heptanol *n*	0,011	0,65
Butanol sec	0,64	0,286	Octanol *n*	0,004	0,75
Butanol *n*	0,35	0,31	Acétone	2,36	0,245
			E. M. cétone	0,713	0,224
			E. P. cétone	0,255	0,35

L'on voit, que les concentrations cytolytiques sont ici trois fois, en moyenne, plus élevées que celles nécessaires pour provoquer le seuil d'inhibition fermentaire chez *S. cerevisiæ*. Ici encore, la plus faible activité thermodynamique est enregistrée pour le méthanol (0,185), suivie de celles concernant le butanol tertiaire (0,216) et le pentanol normal (0,23). L'éthanol est cytolytique à la même *activité* que l'acétone (0,25), le butanol et le cyclohexanol à 0,31 les pentanols et l'hexanol à 0,42-0,44. Mais à partir de l'heptanol, l'*activité* seuil cytolytique s'accroît plus rapidement avec l'allongement de la chaîne carbonée lyophobe.

En définitive, qu'il s'agisse de l'inhibition métabolique ou d'une atteinte plus grave portée à l'intégrité même de la membrane protectrice cellulaire le mécanisme d'action des composés étudiés paraît être essentiellement le même. La relative constance de l'activité-seuil des premiers alcools et cétones aliphatiques est bien due à leur égale attraction de solution pour les constituants lipoïdiques de la membrane protoplasmique de la cellule de levure.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) Avec la collaboration technique de Mlle G. Gauchat.

(2) Celle-ci s'exprime essentiellement par le rapport de la *fraction molaire mesurée* N, *à la fraction molaire saturante* N*s* du soluté, dans la phase envisagée : $N/Ns = a =$ *activité thermodynamique*.

(1) *Microbiologia*, 7, 1938, p. 93.
(2) *Ibid.*, 8, 1939, p. 466.
(3) *J. Bact.*, 42, 1941, p. 561.
(4) *Ibid.*, 55, 1948, p. 53.
(5) *Mycologya*, 55, 1955, p. 185.
(6) *J. Bact.*, 72, 1956, p. 349.
(7) *Hereditas*, 33, 1947, p. 457.

VIROLOGIE. — *Culture du virus de la clavelée sur cultures de tissus*. Note de MM. André Boué, Marcel Baltazard et Jean Vieuchange, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Le virus claveleux inoculé à des cultures de tissus cutané ou rénal d'embryons ovin ou caprin se multiplie rapidement et exerce un effet cytopathogène sur les fibroblastes et les cellules épithéliales. Dans les cultures inoculées avec le mélange de virus et d'immunsérum, l'effet cytopathègène est absent.

Les animaux de laboratoire ne sont pas, on le sait, réceptifs à la clavelée et l'expérimentation avec ce virus, limitée au Mouton, reste onéreuse et difficile, spécialement dans les pays où l'infection sévit à l'état enzootique et où seuls les très jeunes agneaux donnent une garantie relative de succès régulier de l'inoculation.

La production massive de virus nécessaire à la préparation des vaccins anticlaveleux reste de ce fait, elle aussi, malaisée et c'est pour résoudre ces difficultés que certains auteurs ont tenté de réaliser la culture du virus. L'inoculation à la membrane chorio-allantoïdienne de l'œuf de poule incubé n'a pas donné de résultats satisfaisants et ne semble pas avoir abouti, entre les mains de ceux qui l'ont tentée ([1]), à une multiplication authentique du virus.

J. Bridré ([2]) a pu obtenir la multiplication du virus de la clavelée sur cultures de tissu testiculaire de mouton et réaliser ainsi quatre passages en 14 jours avec retour au mouton et obtention de lésions caractéristiques.

Après avoir vérifié que l'inoculation à la membrane chorio-allantoïdienne de l'œuf de poule incubé ne donnait qu'une conservation du virus introduit, sans multiplication vraie, nous avons tenté la culture sur tissus en tubes roulants, selon les mêmes méthodes que nous avions utilisées pour le virus de la variole humaine ([3]). La souche employée pour ces essais nous a été remise par l'Institut Razi (Hessarek); elle provenait de l'Institut Pasteur d'Algérie et avait subi trois passages sur le mouton en Iran. Nous avons utilisé, pour l'inoculation des cultures, du claveau soit pur, soit dilué au 1/10^{e} ou au 1/100^{e}.

Les explants étaient préparés à partir de tissus, cutané ou rénal, de fœtus ovin ou caprin : ces explants prolifèrent abondamment donnant des cultures mixtes avec prédominance des fibroblastes sur les cellules épithéliales. L'inoculation du virus est faite au troisième ou quatrième jour du développement de la culture, c'est-à-dire au premier changement du liquide nutritif.

Le virus de la clavelée se multiplie rapidement sur de telles cultures : cette multiplication s'accompagne d'un effet cytopathogène apparaissant après 4 à 12 jours, selon le titre du matériel virulent inoculé. Les fibroblastes, formant normalement un tapis continu et transparent, deviennent opaques et granuleux, puis perdent leur aspect fusiforme et apparaissent comme un semis de cellules rondes, très réfringentes; les cellules épithéliales dégénèrent également. L'extension des lésions se fait de façon centrifuge, marquant en quelques jours une zone translucide autour de l'explant originel.

Cet effet cytopathogène se reproduit sans modifications dans les subcultures, inoculées avec les liquides prélevés dans les tubes au cours des changements de milieu nutritif. Le titre du virus dans ces liquides augmente rapidement, atteignant 10^{-3} dès le quatrième jour.

Le retour au mouton a été fait avec des liquides prélevés aux quatrième, huitième et douzième jour dans des tubes de premier ou deuxième passage à partir du claveau d'origine : l'inoculation de 0,2 ml par voie intradermique ou sous-cutanée a donné après trois jours des pustules claveleuses

caractéristiques chez le mouton neuf et aucune réaction chez le mouton immun.

Le virus est neutralisé par les sérums de moutons immuns : l'absence d'effet cytopathogène dans les cultures inoculées avec le mélange neutralisé permettant d'identifier le virus de la clavelée.

(1) H. A. GINS et H. KUNERT, *Dtsch. tierärlztl. Wschr.*, 45, 1937, p. 257; R. S. RAO, *Indian J. med. Res.*, 26, 1938, p. 497; R. ORTENZI et G. TECCO, *Atti Soc. ital. Sc. vet.*, 7, 1937, p. 835.

(2) *C. R. Soc. Biol.*, Paris, 119, 1935, p. 502.

(3) A. BOUÉ et M. BALTAZARD, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1176.

A 15 h 40 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16 h.

R. C.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 7 février 1957.)

Note transmise le même jour, de MM. *Marcel E. Denaeyer* et *Haroun Tazieff*, Nature de la lave actuelle et de quelques laves plus anciennes de la caldère du Nyiragongo (Kivu) :

Page 219, § 4, avant-dernière ligne, *au lieu de* larves, *lire* laves.

» » § 6, avant-dernière ligne, *au lieu de* (petits cristaux d'apatite et calcite primaire), *lire* avec apatite et calcite primaire.

Page 220, Composition virtuelle C, 3e ligne, *au lieu de* 22,98, *lire* 26,98.

» » Paramètres magnétiques D, *au lieu de* (3).4, *lire* (3) 4.

» » Paramètres magnétiques E, *au lieu de* (3).4, *lire* (3) 4; *au lieu de* A., *lire* An. *et au lieu de* N 165, *lire* N_{165}.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE FÉVRIER 1957

(*suite et fin*).

Institut international de chimie Solvay. Xe Conseil de chimie tenu à l'Université de Bruxelles, du 22 au 26 mai 1956. *Quelques problèmes de chimie minérale. Rapports et discussions*. Bruxelles, R. Stoops, 1956; 1 vol. 25 cm.

Académie des sciences de Moscou. Institut istorii estestvoznania. *Otcherki po istorii evolioutsionnoï idei v rossii do Darvina*, par B. E. RAÏKOV. Tome I. Moscou, 1947; 1 vol. 26,5 cm.

Id. Naoutchno propouliarnaia Seria. *Otcherki po istorii rousskogo zemlevedenia*, par M. S. BODNARSKII. Tome I. Moscou, 1947; 1 vol. 22 cm.

L'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques. *Actes de la Conférence internationale de Genève*, août 1955. Vol. VI. *Géologie de l'uranium et du thorium*. Vol. VIII. *Matériaux : Problèmes et techniques de préparation*. Vol. IX, *Matériaux : essai et traitement chimique*. Vol. XIII. *Problèmes juridiques, administratifs et sanitaires. Normes de sécurité*. Vol. XVI. *Séances générales, conférences spéciales et répertoire des actes*. Genève, Nations Unies, 1955; 5 vol. 28 cm.

Questions d'arithmétique, par VICTOR THÉBAULT, in *Mathesis*. T. LXV, n° 10, 1956; Gembloux, Jules Duculot, et Paris, Gauthier-Villars, 1956; 1 fasc. 25,5 cm.

Henri Poincaré ou la vocation souveraine, par ANDRÉ BELLIVIER, in *Vocations IV*. Paris, Gallimard, 1956; 1 vol. 10,5 cm.

Les théories pédologiques et agronomiques de l'Académicien Williams, par HENRI MARGULIS. Toulouse, Publication de l'École nationale supérieure agronomique, 1956; 1 vol. 24,5 cm.

Traitement d'urgence des intoxications, par RENÉ FABRE, RENÉ TRUHAUT, Marie-Thérèse RÉGNIER, in *Bibliothèque de thérapeutique médicale*. Paris, G. Doin, 1957; 1 vol. 25 cm.

Nikola Tesla, 1856-1943. *Lectures. Patents. Articles*, Published by NIKOLA TESLA MUSEUM. Beograd, 1956; 1 vol. 28,5 cm.

Gœthe und Oken ihre Beziehungen 1805-1811, von HERMANN BRÄUNING-OKTAVIO, in *Gœthe neue folge des Jahrbuchs der Gœthe-Gesellschaft*, 17e Band, 1955. Weimar, Hermann Böhlaus, 1955; 1 fasc. 24 cm.

Analyse quantitative précise par fluorescence des rayons X, par FERNAND CLAISSE. Québec, Ministère des Mines, Service des laboratoires, 1956; 1 fasc. 27 cm.

Thermal and forced diffusion of oxygen in β-titanium, by FERNAND CLAISSE and H. PAUL KOENIG, in *Acta metallurgica*, vol. 4, 1956; 1 fasc. 26,5 cm.

Ministère des travaux publics, des transports et du tourisme. Direction de la météorologie nationale. *Monographies de la météorologie nationale*, nº 1. *Aperçus sur la climatologie de l'A. E. F.* Paris, 1956; 1 fasc. 27 cm.

Deutsche geodätische Kommission bei der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, *Reihe Tafelwerke*, Heft, nº 1. *Tables à 10 décimales des valeurs naturelles des sinus, cosinus, tangens, cotangens pour la division centésimale 400 gr.* München, Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften in Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München, 1956; 1 fasc. 26 cm (en langue allemande).

Vitaminy, par K. M. LEOUTSKII. Lvov, Université d'État, 1949; 1 vol. 21 cm (en langue russe).

O Potchvennoï zasoukhe i oustoitchivosti K nei rastenii, par A. S. LITVINOV. Lvov, Université d'État, 1951; 1 vol. 22 cm (en langue russe).

Strouktournie i petrografitcheskie osobennosti nekotorikh permskikh ploutonov tsentral' nogo kazakhstana, par E. V. CHEVTCHENKO. Lvov, Université d'État, 1951; 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

Integral Lebega, par A. C. KOVANK'O. Lvov, Université d'État, 1951; 1 vol. 22 cm (en langue russe).

Rechenie pervogo sovetsania po mineralogii osadotchnikh obrazovanii. Lvov, Université d'État, 1955; 1 fasc. 20 cm (en langue russe).

Geologitcheskii Mouzei L'vovskogo gosoudarstvennogo Ouniversiteta im. Iv. Franko Lvov, Université d'État, 1956; 1 fasc. 22 cm (en langue russe).

Monographies de chimie physique. Les moments dipolaires, par J. BARRIOL. Préface de EDMOND BAUER. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 vol. 24 cm.

Traité de physique théorique et de physique mathématique. VIII. *Introduction à l'étude de l'analyse symbolique*, par MAURICE PARODI. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 vol. 24 cm.

Première conférence générale des états membres de l'Organisation internationale de métrologie légale. Paris, 10-11-12 octobre 1956. Paris, Bureau international de métrologie légale, 1957; 1 fasc. 26,5 cm.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 18 MARS 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Paul Montel** signale à l'Académie la présence de M. **Georges Kurepa**, Professeur à l'Université de Zagreb, et M. **Jean Leray** celle de M. **Serge Sobolev**, Membre de l'Académie des sciences de l'U. R. S. S., Professeur à l'Université de Moscou. M. le Président leur souhaite la bienvenue et les invite à prendre part à la séance.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur la purification très poussée du fer par la méthode de la « zone fondue ».* Note (*) de MM. **Jean Talbot**, **Philippe Albert** et **Georges Chaudron**.

Le fer pur que nous avons préparé au laboratoire de Vitry par électrolyse a permis de mettre en évidence de nouvelles propriétés du fer et notamment son aptitude particulière à donner lieu au phénomène de polygonisation ([1]), ([2]). Afin de poursuivre de nouvelles recherches sur les propriétés du fer, nous avons appliqué à ce métal la méthode de purification par la « zone fondue ».

Des essais préliminaires nous ont conduits à utiliser des nacelles de chaux très pure frittée; parmi tous les matériaux réfractaires, dont nous disposions, celui-ci nous est apparu comme étant le moins réactif.

Nous avons traité un alliage Fe — ^{60}Co avec une vitesse de déplacement de la zone de 1,7 cm à l'heure et nous avons constaté après quatre passages de celle-ci que nous n'obtenions qu'une très faible purification en ^{60}Co. Nous avons alors choisi une vitesse de déplacement plus lente de 6 mm à l'heure.

Un barreau de fer pur électrolytique de 34 cm de longueur a été soumis à neuf passages, à la vitesse que nous venons d'indiquer. La zone fondue dans les conditions de nos expériences, avait une longueur comprise entre 2 et 3 cm. La nacelle de chaux reposait sur un support de silice; elle était

placée dans un tube de silice transparente en atmosphère d'argon purifié et sous une pression de 650 mm environ.

Les tableaux I et II montrent que nous avons obtenu une purification importante pour un grand nombre d'éléments, et en particulier les teneurs en oxygène, soufre et phosphore sont extrêmement faibles. Toutefois dans nos prochaines expériences, nos efforts devront porter sur une élimination encore plus complète du carbone.

TABLEAU I.

	Fer électrolytique de départ.	Fer purifié par « zone fondue ». Tête du barreau.	Queue du barreau.
Oxygène	40	3	60
Carbone	40	25	25 à 66
Soufre	15	5,4	–
Phosphore	1 à 2	0,05	–

(Teneurs exprimées en parties par million).

TABLEAU II.

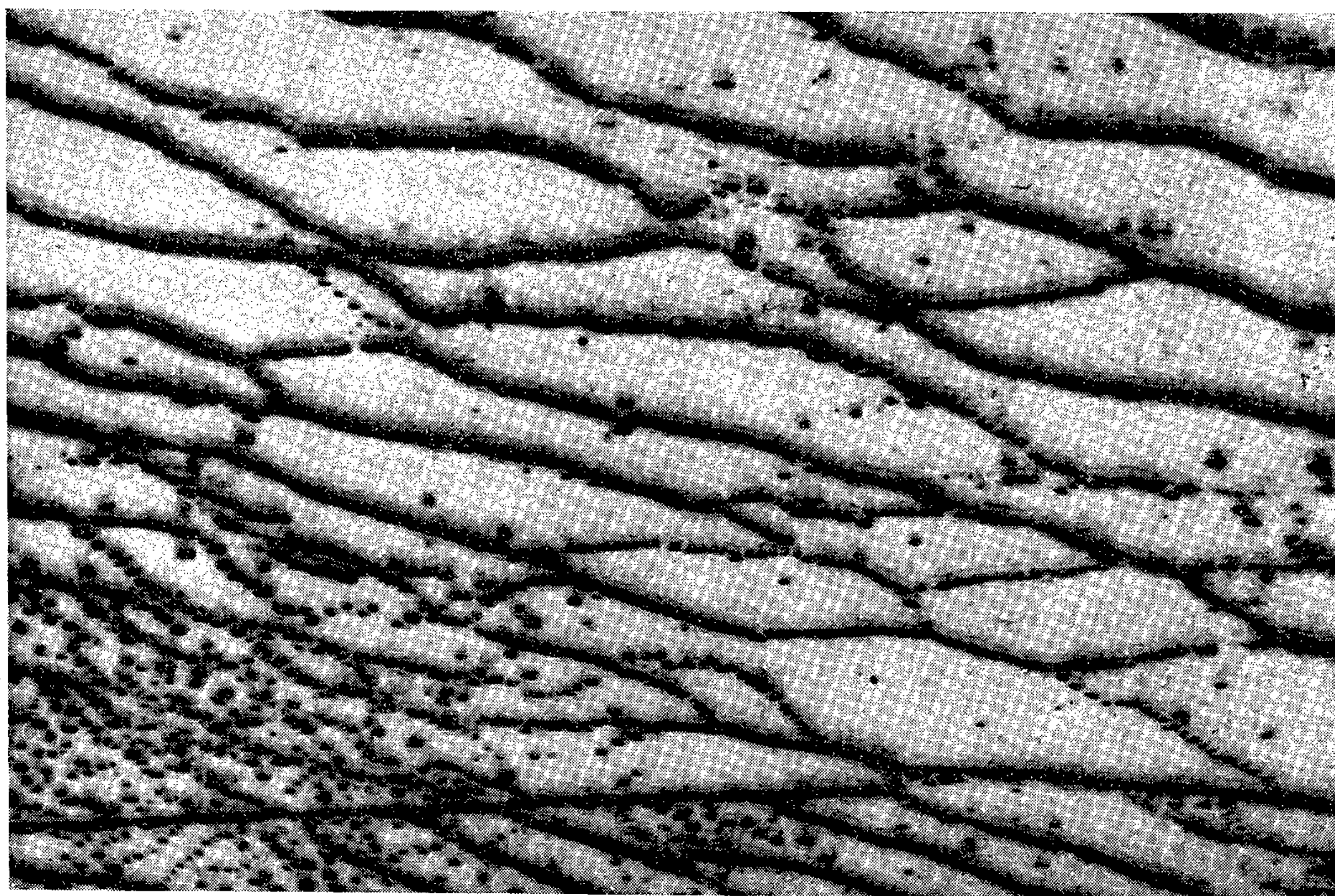
Analyse systématique après irradiation à la pile atomique (1).

		Fer électrolytique.	Fer purifié par zone fondue.
Groupe SCu	Période 12 à 20 h	30 000	6 000
	» 3-4 jours	600	600
	» longue	25	6
Cuivre		4,5 p.p.m.	1 p.p.m.
Groupe MnO_2	Période 2,6 h	1 500	1 500
	» longue	1 500	180
Manganèse		0,25 p.p.m.	0,25 p.p.m.
Groupe nickel : nickel		75 »	45 »
» cobalt : cobalt		$\leq$0,5 »	$\leq$0,5 »
Calcium		–	$\leq$5 »

Les radioactivités sont données en impulsions par minute pour 1 g de fer
Pour les impuretés dosées, les teneurs sont données en parties par million.

Ce fer est apparu avec des propriétés particulièrement intéressantes. Comme dans le cas du fer électrolytique (2), le fer de zone fondue possède une très grande aptitude à se polygoniser; sa sous-structure est particulièrement facile à mettre en évidence par micrographie. Elle présente, de plus, un aspect tout à fait caractéristique : en effet, comme on peut le remarquer sur la figure, les espaces entre chaque contour ne sont pratiquement pas attaqués, ce qui est évidemment l'indice d'une grande perfection cristalline de chaque bloc de la structure. Cette perfection physique

et chimique est également mise en évidence par d'autres propriétés : l'oxygène a une solubilité quasi nulle dans ce fer et, d'autre part, les quan-



Fer purifié par zone fondue polygonisé par recuit après écrouissage de 3 %
(grossissement 600 et attaque au picral).

tités d'hydrogène cathodique introduites par électrolyse sont de beaucoup les plus basses qui aient été mesurées (3), (4).

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1). J. TALBOT, PH. ALBERT, M. CARON et G. CHAUDRON, *Revue de Métallurgie*, **50**, 1953, p. 817.

(2) J. TALBOT, C. DE BEAULIEU et G. CHAUDRON, *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 2162.

(3) R. SIFFERLEN, *Comptes rendus*, **254**, 1957, p. 1192.

(4) S. BESNARD et J. TALBOT, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1193.

PHYSIOLOGIE. — *Sur la décharge d'héparine chez le Chien traité par la sinoménine.*

Note de M. LÉON BINET et Mlle DENISE QUIVY.

L'injection de sinoménine, alcaloïde libérateur d'histamine, détermine chez le Chien chloralosé une hypotension très marquée, qui s'accompagne parfois d'un retard de coagulation; dans quatre cas sur sept, ce défaut, corrigé par la protamine, est dû à une décharge d'héparine. Chez de tels animaux, le choc peptonique ultérieurement réalisé est considérablement atténué.

Le fait que l'histamine et l'héparine coexistent dans les labrocytes

(Mastzellen) nous a incités à rechercher si les substances libératrices d'histamine entraînaient *ipso facto* une décharge d'héparine.

Au cours de précédentes recherches portant sur différents histamino-libérateurs [composé 48/80 ([1]), polyvinyl-pyrrolidone et « tween 80 » ([2]), papaïne ([3])], nous avons noté, dans la moitié environ des cas, un retard modéré de la coagulation, vraisemblablement d'origine histaminique (comme l'indique le parallélisme de nos diagrammes avant et après le choc). Cependant, une légère accentuation de la pente des tracés, observée exceptionnellement, ne permettait pas de rejeter, dans de tels cas, l'hypothèse d'une faible décharge d'héparine.

Plus récemment ([4]), utilisant une butylamine substituée (1935 L), nous avons mis en évidence, 3 fois sur 11, une hyperhéparinémie notoire. L'un de nos chiens a même présenté une incoagulabilité totale, de caractère transitoire, rappelant celle des chocs peptoniques typiques.

Il nous a paru intéressant, et c'est là l'objet du présent travail, de rechercher l'éventuelle mobilisation d'héparine sous l'action de la sinoménine, libérateur d'histamine d'origine végétale, étudié par S. Mayeda ([5]) et par L. Arvy ([6]).

Techniques et résultats. — L'injection intraveineuse de 1,5 à 2 mg/kg de chlorhydrate de sinoménine a déterminé, chez le Chien chloralosé, une hypotension presque immédiate, très marquée, persistant 20 à 60 mn.

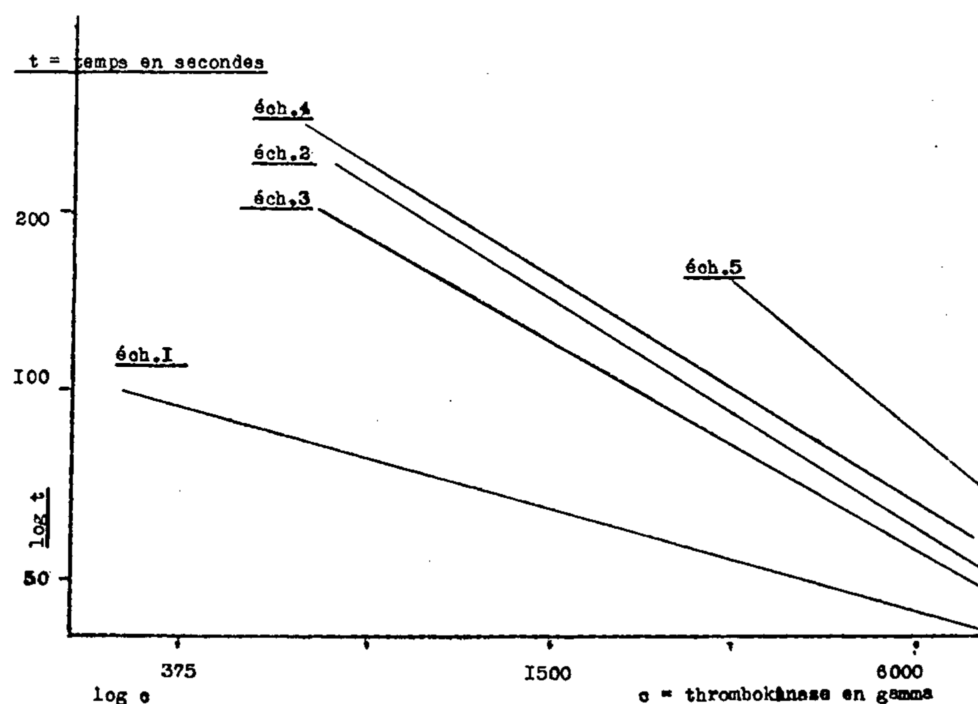


Fig. 1. — Temps de coagulation de plasmas citratés de Chien.

Éch. 1 : témoin; Éch. 2 et 3 : respectivement 6 et 46 mn après injection de sinoménine; Éch. 4 et 5 : 8 et 45 mn après injection de peptone. L'intervalle entre les deux chocs est de 48 mn. On note, en 3 l'atténuation de l'hypocoagulabilité consécutive à l'administration de sinoménine; une seconde décharge d'héparine se manifeste; en 4 et 5, après peptone.

Dès que la pression artérielle était redevenue voisine de la normale, l'animal recevait ensuite une dose choquante (0,1-0,2 g/kg) de peptone de Witte. Chez tous les animaux préalablement traités par la sinoménine, l'intensité

et la durée de la chute tensionnelle après peptone étaient considérablement réduites; ce phénomène, dit de tachyphylaxie croisée, n'avait pas échappé à Mayeda ([5]).

La vitesse de coagulation a été mesurée, selon notre technique habituelle, en présence de diverses doses d'activateur (extrait cérébral de Chien), et les points expérimentaux, portés sur papier bi-logarithmique, s'inscrivent sur une droite. Ainsi, à chaque plasma correspond un tracé linéaire.

Nos résultats ont été les suivants :

a. coagulabilité inchangée : 2 cas;

b. retard (avec tracés parallèles) : 3 cas;

c. retard (avec accentuation de pente) : 4 cas.

Une des expériences du groupe *c* est résumée dans la figure 1, qui comprend cinq tracés correspondant aux cinq plasmas provenant de sang artériel prélevé au cours de l'essai, qui comporte deux épreuves successives : sinoménine, puis peptone.

L'examen de cette figure permet de déceler l'existence de deux décharges successives d'héparine, respectivement sur les plasmas 2 et 4-5.

Les figures 2 et 3 montrent la normalisation des plasmas 2 et 4 par l'addition *in vitro* d'une petite dose de protamine (antagoniste de l'héparine).

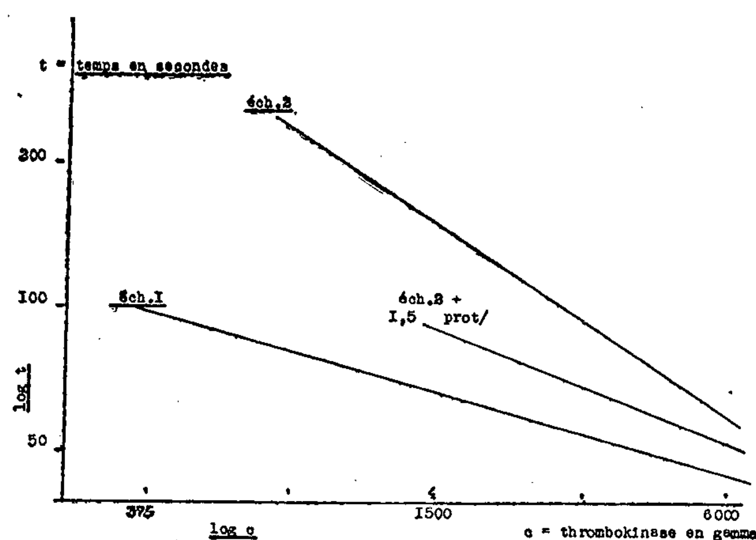


Fig. 2.

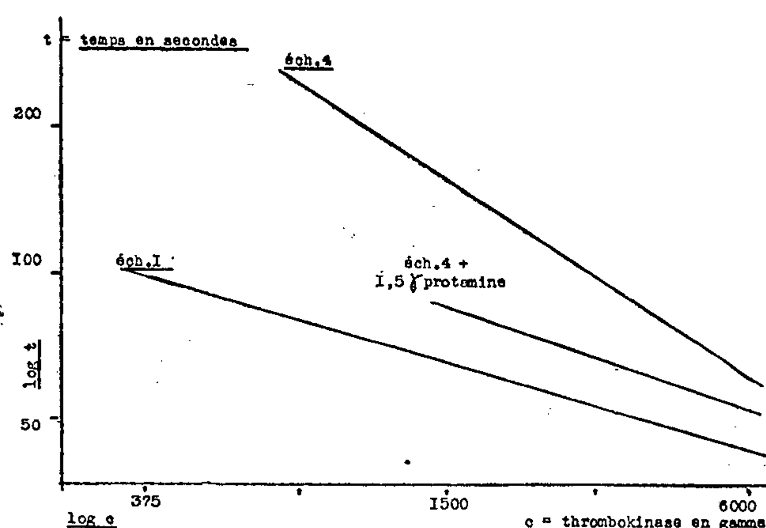


Fig. 3.

Temps de coagulation de plasmas de Chien

Épreuve à la sinoménine. Éch. 1 : témoin; Ech. 2 : après sinoménine; Éch. 2 : + 1,5γ de protamine (se rapproche de l'échelle témoin).

Épreuve à la peptone. Éch. 1 : témoin; Éch. 4 : après peptone; Éch. 4 : + 1,5 γ de protamine (se rapproche de l'échelle témoin).

Cette expérience est d'ailleurs la seule dans laquelle l'administration de peptone ait déterminé une hypocoagulabilité. Dans les huit autres, même si la sinoménine n'a pas retardé la coagulation, on n'observe après peptone aucune modification dans un sens ni dans l'autre.

Ainsi donc, la sinoménine, comme le 1935 L ([4]) déclenche parfois chez

le Chien, une décharge d'héparine typique. Avec les autres libérateurs d'histamine précédemment étudiés (1), (2), (3), la légère hypocoagulabilité observée paraît imputable à l'histamine seule.

(1) D. Quivy, *J. Physiol.*, **47**, 1955, p. 267-269.
(2) D. Quivy, *Arch. int. Pharmacodyn.*, **105**, 1956, p. 429-437.
(3) L. Binet et D. Quivy, *C. R. Soc. Biol.*, **150**, 1956, p. 303-307.
(4) L. Binet et D. Quivy, *C. R. Soc. Biol.*, **150**, 1956 (sous presse).
(5) *Jap. J. Pharmacol.*, 5, 1953, p. 62-72 et 73-81.
(6) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1442.

BACTÉRIOLOGIE. — *Structure des colonies du* Nocardia ivorensis.

Note de MM. **Raoul Combes, Jacques Kauffmann** et **Bernard Vazart.**

L'étude des coupes faites dans les colonies du *Nocardia ivorensis* développées sur milieu synthétique gélosé montre que la transformation des filaments mycéliens en éléments coccoïdes s'y effectue dans des îlots répartis suivant des zones de différenciation localisées, déterminant dans les colonies une structure organisée suivant certaines règles.

L'étude de la structure du *Nocardia ivorensis* décrit dans une précédente Note (1) nous a conduits à constater que l'évolution des filaments mycéliens en éléments coccoïdes ne se produit ni uniformément ni au hasard dans l'ensemble de chaque colonie, au fur et à mesure de sa croissance, mais qu'elle s'effectue dans des îlots mycéliens bien délimités, répartis en zones de différenciation localisées, déterminant dans les colonies une structure organisée suivant certaines règles.

L'examen des très jeunes colonies, par observation directe au microscope, puis celui de coupes faites dans des colonies plus âgées, à divers stades du développement, ont donné lieu aux constatations suivantes :

Une colonie de 2 jours, développée sur milieu synthétique gélosé, où l'aliment carboné est représenté par du glucose (1), colorée par la fuchsine ou le bleu de méthylène, se montre formée d'un buisson de structure homogène constitué de très minces filaments ramifiés. Ces filaments sont Gram-positifs.

Une coupe faite perpendiculairement à la face supérieure dans la région médiane d'une colonie de 5 jours, encore incolore, fixée par le liquide de Carnoy, présente également une structure homogène (*fig.* 1); les filaments ramifiés qui la constituent forment un mycélium dense Gram-positif.

L'examen de coupes pratiquées dans une colonie de 6 jours, à la surface de laquelle est apparue une tache brun clair (1), montre que cette tache correspond à un renflement de la face supérieure et à une transformation des filaments mycéliens constituant cette région en éléments coccoïdes.

A ce stade la structure de la colonie a donc cessé d'être homogène; dans les préparations traitées par la méthode de Gram, la partie correspondant à la tache brune superficielle (en noir sur la figure) apparaît constituée de formes cocci Gram-positives se détachant sur un réseau mycélien Gram-négatif; le reste de la colonie est formé d'un mycélium qui, lui aussi, est Gram-négatif.

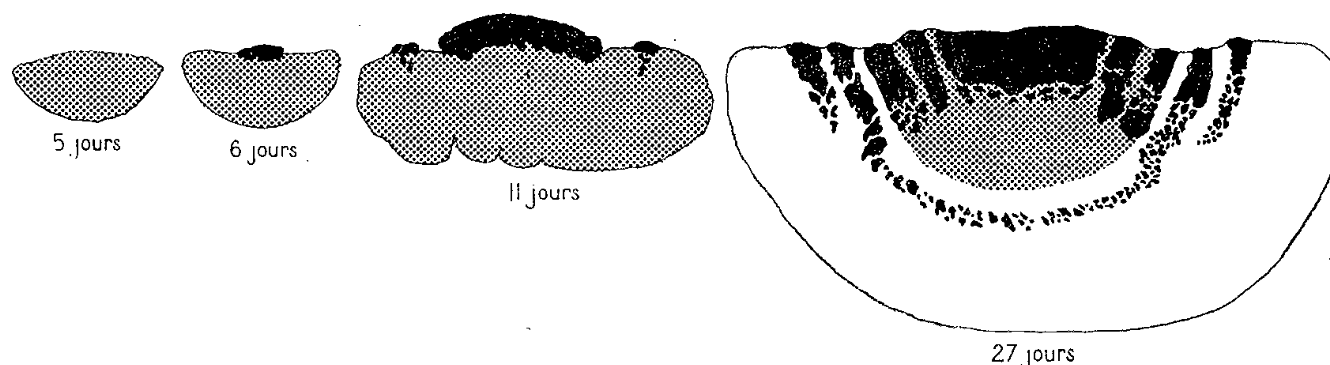


Fig. 1. — Schémas de coupes médianes, perpendiculaires à la face supérieure, dans des colonies de 5, 6, 11 et 27 jours. En noir, régions à éléments coccoïdes. En grisé, mycélium dépourvu de ces éléments et prenant bien les colorants. En blanc, mycélium sans formes cocci et ne retenant que faiblement les colorants. (G × 20).

La formation d'éléments coccoïdes dans les filaments mycéliens ne commence pas en même temps dans l'ensemble de la tache brune superficielle, ni au hasard; elle débute dans des îlots de mycélium nettement délimités, qui deviennent progressivement de plus en plus nombreux, s'accroissent, puis finissent par confluer.

L'examen de coupes non colorées permet de constater que, dans chacun de ces îlots, les filaments mycéliens et les éléments coccoïdes qu'ils produisent se sont teintés par l'apparition d'un pigment noir. Ces îlots de mycélium offrent l'aspect de pelotons, le plus souvent de forme sphérique, se distinguant par leur coloration du reste du mycélium demeuré incolore. Le diamètre des éléments coccoïdes a été déterminé par M. Giuntini, de l'Institut Pasteur, sur des photographies prises par lui au microscope électronique; il s'agit de particules sphériques (*fig.* 2) dont le diamètre est compris entre 0,8 et 0,9 μ.

Dans les colonies un peu plus âgées (11 jours), une coupe médiane perpendiculaire à la face supérieure montre de part et d'autre de la tache centrale, riche en formes cocci, deux petits renflements présentant les mêmes caractères que cette dernière. Ils correspondent au premier cercle noir apparu à ce stade (¹) à la surface des colonies; ces renflements sont eux aussi constitués d'un mycélium producteur d'éléments coccoïdes.

Dans les coupes faites parallèlement à la face supérieure, les plus superficielles présentent une plage circulaire centrale, formée d'un mycélium presque totalement transformé en éléments coccoïdes, entourée d'un anneau de même nature. Les coupes pratiquées au niveau de régions plus

profondes se distinguent par une plage circulaire centrale et un anneau périphérique à un stade de transformation moins avancé; l'évolution des filaments mycéliens en éléments coccoïdes y est encore localisée en îlots distincts, séparés les uns des autres par du mycélium dépourvu de ces éléments (*fig.* 3 et 4).

Fig. 2. — Photographie d'un élément coccoïde au microscope électronique. (G × 12 000).

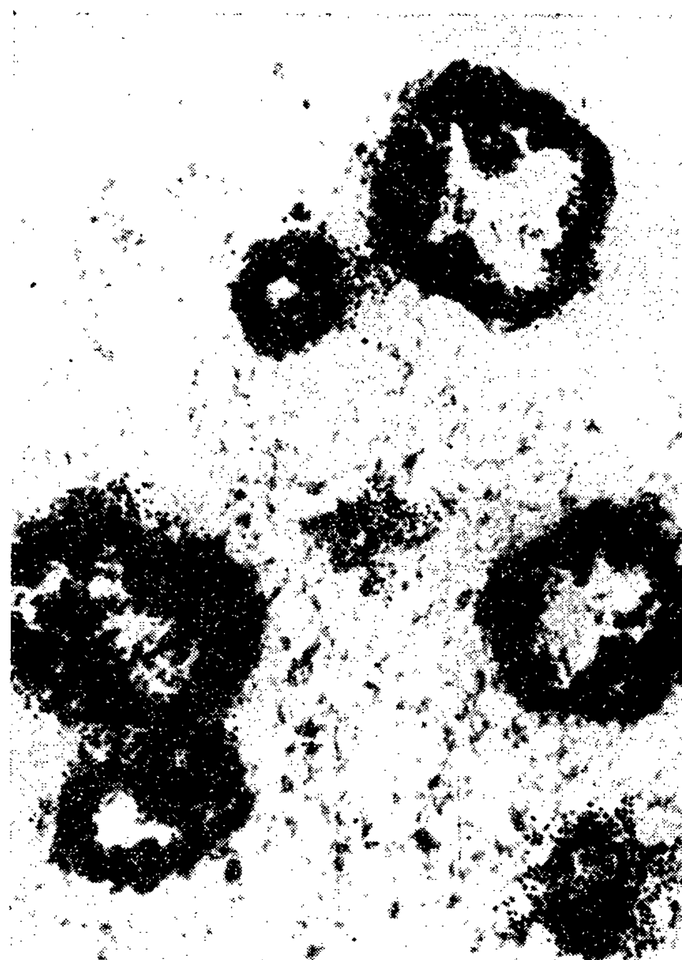


Fig. 3. — Groupe d'îlots à éléments coccoïdes. (G × 500).

Dans les coupes médianes faites perpendiculairement à la face supérieure d'une colonie de 27 jours, le nombre des renflements superficiels correspondant à des cercles de mycélium se transformant en éléments coccoïdes s'est accru autour de la masse centrale, et chacun d'eux s'enfonce à l'intérieur de la colonie plus avant qu'au stade précédent. A l'extrémité inférieure de ces régions on retrouve les groupes d'îlots isolés observés dans les colonies plus jeunes. On constate en outre qu'au-dessous de l'un de ces cercles superficiels la transformation d'îlots du mycélium en éléments coccoïdes s'est étendue vers les parties profondes de la colonie, puis a gagné le centre de cette dernière, constituant une assise continue en forme de coupe, qui traverse toute la colonie dans sa région médiane. L'existence de cette assise est très constante; elle a été retrouvée dans toutes les colonies examinées après un développement d'une durée supérieure à trois semaines. A ce stade les formes cocci sont Gram-positives et les filaments mycéliens Gram-négatifs; le mycélium qui constitue la région centrale supérieure (en grisé sur la figure 1) fixe bien les colorants, tandis que le reste du mycélium (en blanc sur la figure) ne les fixe que très faiblement.

Nous avons indiqué, en décrivant le *Nocardia ivorensis* [1], que chez les colonies âgées de plusieurs semaines, croissant sur milieu synthétique glucosé et gélosé, il se développe autour de la partie principale noire de chaque colonie des ramifications rayonnantes grisâtres, formant à cette dernière une couronne plus ou moins régulière, à la surface de laquelle appa-

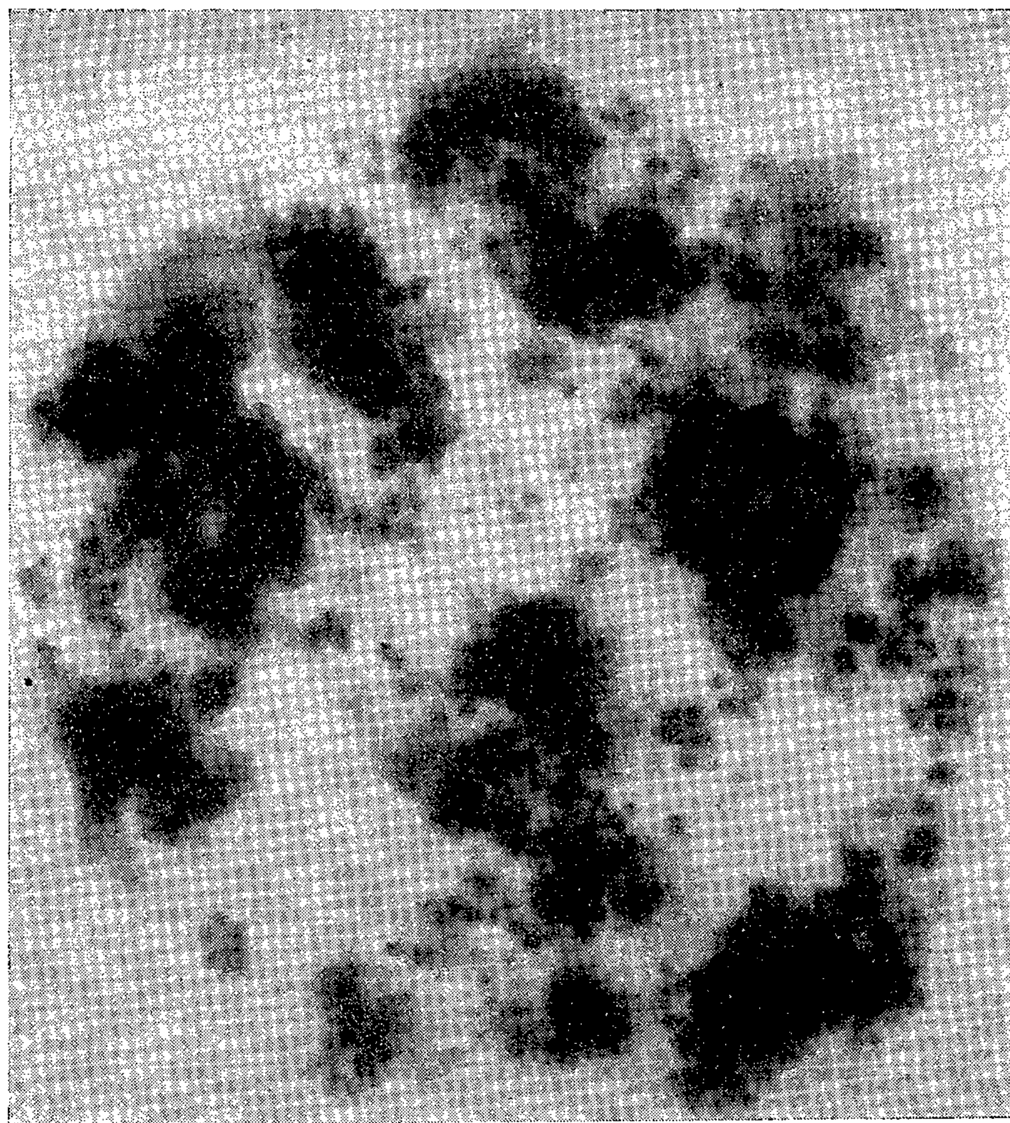


Fig. 4. — Photographie d'un îlot. (G × 2 500).

raissent des zones concentriques brunes noircissant rapidement. Ces dernières naissent sous forme de nombreux granules superficiels bruns, qui s'accroissent puis tendent à confluer en rubans circulaires continus. Les coupes faites dans cette couronne montrent qu'il s'agit encore là d'îlots mycéliens pourvus de pigment noir subissant la transformation en éléments coccoïdes.

Il a été également mentionné que ces ramifications rayonnantes peuvent se prolonger dans le milieu gélosé au-delà de la couronne visible, par un mycélium d'une extrême ténuité, non visible au sein de la gélose, mais qui manifeste sa présence en produisant à sa surface une multitude de granules noirs de taille variable. La photographie de la figure 5 représente une partie de deux colonies confluentes âgées de 3 mois ; on y distingue les trois régions précédemment décrites : à gauche, la région centrale noire, puis la couronne plus claire qui prolonge cette dernière, avec ses îlots à éléments coccoïdes noirs superficiels, les uns isolés, les autres confluant

en un ruban circulaire continu; enfin, au-delà de la couronne visible, un semis de grains noirs isolés les uns des autres, de tailles diverses; ces grains paraissent émerger à la surface du milieu gélosé sans avoir de rapports entre eux; ils sont en réalité produits par un mycélium commun, prolongeant celui qui constitue la couronne, mais devenu dans cette région d'une telle ténuité qu'il n'est pas visible directement; l'introduction dans le milieu gélosé d'un colorant, la fuchsine par exemple, suivie d'un long lavage dans l'eau courante, permet de le mettre en évidence.

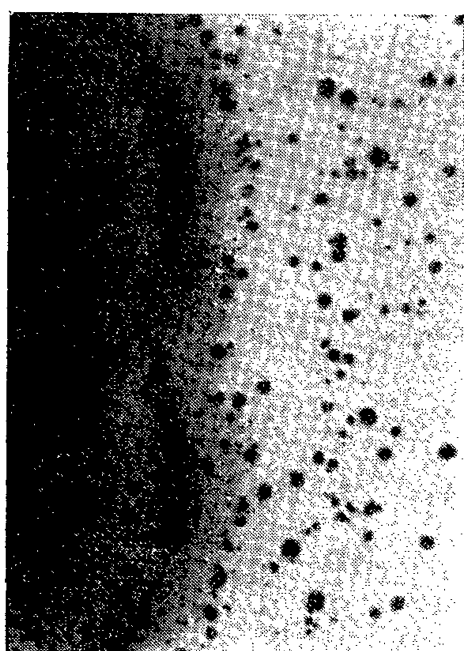


Fig. 5. — Photographie de deux colonies confluentes âgées de trois mois. (G × 20).

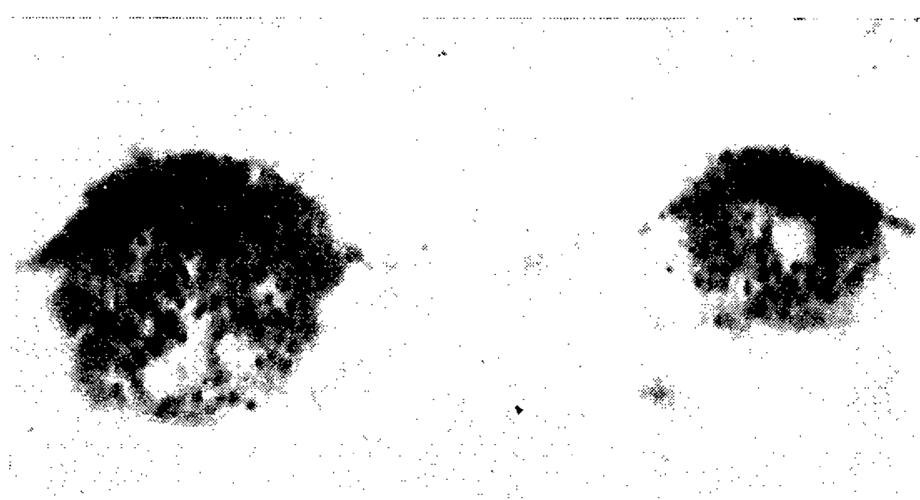


Fig. 6. — Photographie d'une coupe perpendiculaire à la surface de la gélose dans la région périphérique d'une colonie de trois mois. (G × 1 000).

Les coupes pratiquées dans cette partie périphérique des colonies, perpendiculairement à la surface du milieu gélosé, montrent que chacun des granules noirs superficiels est un îlot mycélien rempli d'éléments coccoïdes, sorte de poche incluse dans un mycélium ne fixant que faiblement les colorants. Ces poches sont surtout localisées à la surface du mycélium; très rares sont celles qui se différencient au-dessous de cette surface. La figure 6 montre une photographie de l'une de ces coupes, colorée par la fuchsine; deux poches à éléments coccoïdes y sont visibles, ayant fixé normalement le colorant, portées à la surface du milieu gélosé par un mycélium qui, lui, ne s'est que très faiblement coloré.

En conclusion, les colonies du *Nocardia ivorensis* cultivé sur milieu synthétique glucosé et gélosé, qui sont en réalité des individus, sont caractérisées par une localisation de la production des éléments coccoïdes dans des îlots du mycélium, aboutissant à la différenciation de sortes de poches remplies de ces éléments, ainsi que par la coloration noire de ces formations. Le lieu de plus grande précocité de la différenciation, et de plus grande rapidité d'évolution de ces îlots, est la région centrale de la partie supérieure des colonies. En surface, à partir de cette région, la différenciation

des îlots se fait suivant des zones alternantes les unes précoces et à évolution rapide, les autres plus tardives et à évolution lente. Il en résulte l'apparition à la surface des colonies, de zones circulaires de plus grande différenciation, colorées en noir par le mycélium et les éléments coccoïdes qui les constituent, alternant avec des zones de différenciation plus lente ou plus incomplètes, de couleur claire, dont la plus externe présente une formation d'éléments coccoïdes noirs limitée à des poches dispersées à la surface du mycélium. En profondeur, la différenciation s'arrête rapidement, sauf au niveau de l'une des zones circulaires actives, dont le fonctionnement se poursuit jusqu'à produire une assise en forme de coupe, qui s'étend de façon continue à travers toute la colonie.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 821.

CANCÉROLOGIE. — *Actions inverses de l'hyaluronidase et d'un sérum antihyaluronidase sur l'évolution du carcinome mammaire chez la Souris.* Note de MM. **Antoine Lacassagne**, **Jean Loiseleur** et **Georges Rudali**.

1. Après la découverte des « facteurs de diffusion » (1), parmi lesquels l'hyaluronidase est un des plus actifs (2), ce dernier enzyme a servi à de nombreuses expériences de cancérologie. Il était séduisant d'attribuer à sa production dans certaines tumeurs malignes, la tendance de celles-ci à envahir les tissus environnants et à donner des métastases. A ce point de vue, les résultats publiés furent d'abord contradictoires; finalement, il a été reconnu qu'il n'existe pas de relation entre la présence d'un facteur de diffusion dans les tumeurs et leur malignité (3). De même, la croissance des implants cancéreux n'est pas modifiée par des injections d'hyaluronidase aux animaux greffés (4).

En revanche, un résultat démonstratif a été obtenu sur une tumeur particulière, le fibrome du Lapin, provoquée par le virus de Shope. L'inoculation, dans la peau, au moyen d'un mélange du virus soit avec de l'hyaluronidase, soit avec une antihyaluronidase, donna des effets inverses : dans le premier cas, les fibromes apparurent plus tôt et se développèrent plus vite que ceux produits par l'inoculation du seul virus; dans le second, au contraire, la croissance des tumeurs fut tardive et ralentie (5).

2. Disposant d'un sérum antihyaluronidase (6), nous avons entrepris une expérience analogue, mais avec des animaux atteints d'un cancer déjà constitué, afin de rechercher s'il serait possible d'empêcher ou de retarder les progrès de la maladie. Pour cela, nous avons utilisé des souris de la lignée R III.

Dans cette souche (comme dans toutes celles prédisposées au carcinome

de la mamelle sous les influences combinées de facteurs génétiques, d'une hormone œstrogène, et d'un agent assimilable à un virus), il se produit chez les femelles, à mesure qu'elles vieillissent, des altérations des glandes mammaires. Certains des bourgeons épithéliaux, qui présentent — sous l'influence de la folliculine — une prolifération physiologique temporaire à l'occasion des cycles œstriens et des gestations, deviennent permanents, sous forme de reliquats dans lesquels une activité cellulaire proliférative se maintient. Après quelques mois, on retrouve, disséminées dans les mamelles lorsqu'on les examine au microscope, des formations lobulo-alvéolaires présentant différents stades intermédiaires entre l'hyperplasie simple et le nodule adénomateux. A partir de 6 mois d'âge environ, un de ces nodules est apte à subir la transformation maligne. Dans ce cas, il va désormais croître rapidement et donner une tumeur appréciable à l'examen de l'animal.

3. Chez chacune des 60 souris ayant servi à l'expérience, une tumeur cancéreuse s'était manifestée à un âge variable entre 5 et 16 mois (en moyenne au 7e mois). Dès que le diagnostic devint indiscutable, la tumeur fut extirpée. Après cicatrisation, les animaux furent utilisés de quatre façons différentes : *a.* 22 ne subirent aucune espèce de traitement; *b.* 4 reçurent chaque jour, pendant deux semaines, une injection intramusculaire de 0,1 ml de sérum frais de lapin normal; *c.* 7 furent traités à l'hyaluronidase d'origine animale (testicule de taureau), injectée intramusculairement à la dose de trois unités par jour pendant deux semaines; *d.* 27 furent injectés chaque jour pendant deux semaines avec 0,1 ml de sérum antihyaluronidase.

Le tableau ci-dessous résume les résultats de l'expérience :

		Apparition d'une nouvelle tumeur.	
Traitement.	Nombre d'animaux.	Nombre d'animaux en ayant développé une ou plusieurs (*).	Pourcentage.
Témoins { O	22	11 (13)	50
Témoins { Sérum normal	4	2 (3)	
Hyaluronidase	7	6 (13)	85,7
Sérum antihyaluronidase	27	7 (7)	25,9

(*) Les chiffres entre parenthèses correspondent au nombre total des nouvelles tumeurs apparues chez les animaux après ablation de la première.

Les actions, d'une part excitante de l'hyaluronidase et d'autre part inhibitrice du sérum antihyaluronidase, sont nettement mises en évidence.

Deux interprétations viennent à l'esprit : les substances injectées exerceraient leur effet soit sur le virus, soit sur le tissu conjonctif péricanaliculaire.

Il semble que la première hypothèse, d'après laquelle le facteur de diffusion faciliterait la dissémination du virus dans les mamelles, doive être écarté. En effet, on sait que cet agent est largement répandu dans l'ensemble de l'organisme, puisque la contamination peut se faire non seulement par le moyen de tissu tumoral, mais aussi au moyen de différents organes de l'animal.

L'enzyme exerce une action bien connue sur la substance fondamentale du tissu conjonctif. Il produit la dépolymérisation d'un muco-polysaccharide, l'acide hyaluronique, dont la viscosité contribue à conférer aux membranes basales leur résistance. On peut admettre qu'il relâcherait la barrière opposée par l'espèce de capsule périnodulaire qui empêche la multiplication des cellules en voie de transformation maligne dans les micronéoplasmes des mamelles, et permettrait ainsi l'accélération de la croissance tumorale. Inversement, en neutralisant l'hyaluronidase naturelle du tissu conjonctif ambiant, le sérum antihyaluronidase renforcerait la barrière conjonctive.

Quoiqu'il en soit de l'interprétation des faits ici rapportés, il semble qu'un sérum antihyaluronidase mériterait d'être essayé comme moyen de traitement palliatif de certains cancers.

(1) F. Duran-Reynals, *C. R. Soc. Biol.*, 99, 1928, p. 6.
(2) K. Meyer, R. Dubos et E. M. Smyth, *Proc. Soc. exp. Biol. and Med.*, 34, 1936, p. 816.
(3) C. Dux, M. Guérin et F. Lacour, *Bull. Soc. franç. étude Cancer*, 35, 1948, p. 427.
(4) J. Seifter et G. H. Warren, *Proc. Soc. exp. Biol. and Med.*, 74, 1950, p. 796.
(5) J. M. Pearce et A. F. Lasorte, *Ibid.*, 86, 1954, p. 573.
(6) J. Loiseleur, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2187.

(*Institut Pasteur et Institut du Radium, Paris.*)

ALGOLOGIE. — *Sur deux espèces nouvelles d'Ulvacées de la côte occidentale du Maroc.* Note de M. **Pierre Dangeard**.

Au cours de récents voyages au Maroc, nous avons pu reconnaître dans cette région la présence de deux espèces d'Ulvacées, apparemment nouvelles.

On sait que la différence entre le genre *Ulva* et le genre *Enteromorpha* n'est pas très marquée et qu'il existe, en particulier, certaines formes rattachées par les auteurs tantôt à l'un de ces genres, tantôt à l'autre, avec, semble-t-il, les meilleures raisons : c'est le cas de l'*Enteromorpha* ou *Ulva Linza* (L.) J. Ag. dont on a pu dire qu'elle pouvait aussi bien être envisagée comme une Ulve que comme une Enteromorphe.

Or nous avons observé au Maroc, dans la région de Rabat, une Ulvacée qui possède également des caractères intermédiaires entre les deux genres.

Nous la rattachons néanmoins au genre *Enteromorpha*, en raison de l'habitude qui a prévalu en France et qui nous paraît justifiée, de rattacher au genre *Enteromorpha* les formes à stipe tubuleux, même si leur lame est diplostromatique comme chez les *Ulva*. Nous décrivons donc cette espèce nouvelle sous le nom d'*Enteromorpha flabellata*.

Il s'agit d'une algue généralement grégaire, dont les thalles associés forment des coussinets à base plus ou moins ensablée. Elle commence par être filiforme, tubuleuse, cylindrique, longuement atténuée à la base, puis elle s'élargit dans le haut qui prend une forme triangulaire.

Finalement elle développe une lame étalée en éventail et ressemblant à celle d'une *Ulva*, lame qui se plisse et se contourne à mesure qu'elle s'élargit tout en possédant encore à la base un stipe aminci. La partie élargie, ulvoïde, présente une structure à deux lames étroitement accolées, en un mot elle est identique à celle d'une Ulve. Cependant, sur la marge, les deux lames se séparent comme cela se produit dans l'*Enteromorpha Linza*. L'épaisseur du thalle n'est que de 25 à 30 μ. Le stipe est tubuleux et se montre garni habituellement de nombreuses proliférations. Les cellules sont assez nettement alignées à la base des frondes, mais, dans la partie supérieure, les cellules sont habituellement disposées sans ordre. Le chromatophore montre le plus souvent deux pyrénoïdes, parfois un seul.

Cette algue ne peut être confondue avec l'*Enteromorpha Linza* en raison de sa taille très réduite et de sa lame en éventail, gaufrée et très contournée à l'état adulte. En outre, elle produit des éléments reproducteurs à deux cils qui sont probablement des gamètes, tandis que l'*Enteromorpha Linza*, d'après les auteurs, se reproduit uniquement par des zoospores.

Cet *Enteromorpha* présente une certaine variabilité, car, dans une station différente nous en avons trouvé une forme qui diffère du type de l'espèce par l'absence ou la rareté des proliférations au niveau du stipe. Cette forme était également presque dégagée à la base et très peu ensablée, ce qui expliquerait peut-être l'absence ou la rareté des ramifications du stipe. La base du stipe, par contre, donnait naissance à de nombreuses repousses, d'où un caractère cespiteux très accusé. Le stipe était robuste, constitué en grande partie par des faisceaux de rhizoïdes, ne laissant qu'une cavité virtuelle à la base.

Malgré sa lame diplostromatique du type *Ulva*, l'*Enteromorpha flabellata* est bien une Enteromorphe par son stipe tubuleux, au moins dans le haut, ainsi que par les proliférations habituelles sur le stipe, caractères qui ne s'observent pas dans le genre *Ulva*.

L'autre espèce d'Ulvacée, observée également à Rabat, se présente au contraire comme une *Ulva* typique, par son stipe court, comprimé et plein, dépourvu de proliférations et sa lame diplostromatique, même

dans la région marginale. En raison de sa forme nous proposons de le nommer *Ulva linearis*.

Cette espèce nouvelle d'*Ulva* formait un revêtement dense sur des blocs rocheux, au niveau le plus élevé, dans une station assez battue par la mer. C'est une *Ulva* de petite taille, à thalle allongé, rubané, atteignant 5-6 cm de long sur 5-6 mm de large. Ce thalle est généralement simple, parfois bifurqué, atténué à la base où il se fixe par un stipe court, aplati et non tubuleux. Le bord du thalle est le plus souvent gaufré, ondulé. Une coupe indique qu'on a affaire à une lame diplostromatique très mince (25-30 μ d'épaisseur), à cellules presque isodiamétriques. Sur le thalle, vu à plat, les cellules, assez petites, se montrent généralement alignées ayant 5-6 μ de large sur 10-12 μ de long, avec un chromatophore portant le plus souvent un, parfois deux, ou plus rarement trois pyrénoïdes. Des gamètes à deux cils avec un stigma se colorant en bleu par le liquide de Lugol, ont été observés. Les plantules jeunes sont filiformes partant en grand nombre d'un même point.

Quelques variations s'observent chez cet *Ulva linearis* : c'est ainsi que le thalle peut s'élargir dès la base et rester court ne prenant pas la forme rubanée. D'autres formes demeurent plus étroites, filiformes, en touffes denses.

Il ne peut être question de rattacher cet *Ulva* à l'*Ulva tæniata* Setchell, espèce d'Ulve également rubanée, mais de grande taille, des côtes pacifiques américaines. Les formes qui, exceptionnellement, ne s'allongent pas, pourraient être rapprochées de l'*Ulva californica* Wille, très petite espèce à stipe bien marqué, qui existe probablement d'ailleurs au Maroc.

Enteromorpha flabellata nov. sp. *: Frons parva, flabellata, sæpe valde implicata,* 1-2 cm *alta,* 2-3 cm *lata,* 25-30 μ *crassa, præter basim et marginem duobus laminis firmiter adjunctis constituta, sensim basi attenuata, stipitata. Stipes cavus, plus minusve basi solidus, plerumque simplex, sæpe prolificationibus instructus. Cellulæ plerumque sine ordine directæ,* 8-9 μ *latæ,* 10-12 μ *longæ, sæpe pyrenoideis duobus. Zoogameti duobus ciliis instructi.*

Ulva linearis nov. sp. *: Frons parva, tæniata,* 4-5 cm *alta,* 2-3 mm *lata,* 25-30 μ *crassa, margine sæpe sinuosa, sensim basi attenuata, stipitata. Stipes brevis, planus, solidus, complanatus; Cellulæ sæpe in ordines directæ,* 5-6 μ *latæ,* 10-12 μ *longæ, Chromatophoris sæpe pyrenoideo unico. Zoogameti duobus ciliis instructi.*

Les associations d'algues marines sont encore peu connues dans le détail sur les côtes du Maroc, c'est pourquoi nous indiquerons comment ces deux Ulvacées nouvelles s'insèrent parmi les algues caractéristiques des différentes associations que l'on peut distinguer à Rabat entre la digue du Bou-Regreg et le phare, dans une région d'étendue assez limitée et assez exposée. C'est ainsi qu'*Ulva linearis* participe à une association à *Bangia*-

Urospora-Ulothrix qui s'établit au niveau des plus hautes mers à la faveur du ressac; dans cette association les algues forment, au printemps, des tapis très fournis, plaqués sur les faces rocheuses exposées à l'aspersion par les vagues et protégées de l'insolation directe. Au cours de l'été certaines algues de ce niveau disparaissent (*Bangia*) ou se raréfient comme l'*Ulva linearis* et le *Blidingia minima* (Nægeli) Kylin.

L'*Enteromorpha flabellata* vit nettement plus bas, avec d'autres Ulvacées comme *Ulva lactuca* f. *crispa* P. D., sur des rochers plats, à quelque distance latéralement de cette zone très turbulente et son niveau correspond sensiblement à celui du *Fucus platycarpus* Thuret, observable plus loin encore sur le platier. Nous ajouterons que cette région, toujours assez battue, à proximité de la digue du Bou-Begreg est, d'autre part, caractérisée, au niveau moyen des marées, par des associations à *Ulva fasciata* Delile et à *Codium elongatum* Ag. et au niveau inférieur par une ceinture de *Cystoseira ericoides* Ag.

M. le **Secrétaire perpétuel** dépose sur le Bureau de l'Académie le Fascicule II (1770-1775) de la *Correspondance* de Lavoisier, recueillie et annotée par René Fric, publié sous le patronage de l'Académie des sciences avec le concours de l'Université du Delaware (U. S. A.), du Centre National de la Recherche Scientifique et des grandes Sociétés françaises de produits chimiques. Ce volume fait partie du Tome VII des *Œuvres de Lavoisier*.

M. **Aimé Coutagne** adresse en hommage à l'Académie deux Notes intitulées : 1° *Étude de quelques corrélations hydrométéorologiques régionales et de leur interprétation algébrique (extrait)*; 2° *Contribution à la standardisation des données statistiques concernant l'hydrologie fluviale. Essai d'une « synthèse graphique » des caractéristiques d'un cours d'eau et de son bassin hydrographique.*

Les Ouvrages suivants sont présentés par M. **Robert Courrier** :

Union internationale des sciences biologiques. Série B (Colloques), n° 25 : *Atti del secondo Congresso internazionale di standardizzazione immunomicrobiologica, Roma,* 10-14 *settembre* 1956; n° 28 : *Convegno internazionale sui laboratori di biologia marina. (International Conference on marine biological laboratories), Roma* 18-23 *aprile* 1955.

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **Paul Santy** est élu Correspondant pour la Section de Médecine et Chirurgie, en remplacement de M. *Léon Bérard*, décédé.

DÉSIGNATIONS.

M. **Gaston Julia** est adjoint à M. **Arnaud Denjoy**, précédemment désigné, pour représenter l'Académie aux Cérémonies solennelles qui auront lieu à Amsterdam, du 6 au 9 mai 1958, à l'occasion du cent cinquantième anniversaire de la fondation de l'**Académie Royale Néerlandaise des sciences et des lettres**.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Sampling in Sweden. Contributions to the Methods and Theories of Sample Survey Practice*, by Tore Dalenius (Thèse, Uppsala);

2° *Livre jubilaire publié à l'occasion du XXV*e *Anniversaire académique du Professeur Paul Van Gehuchten, à Louvain;*

3° Ed. F. Simonart. *La dénutrition de guerre. Étude clinique, anatomo-pathologique et thérapeutique*. Préfaces de Charles Richet et Frederick Prescott;

4° *Aspects et réalités de l'Algérie agricole*.

ALGÈBRE. — *Sur les généralisations du treillis libre.* Note de M. **Ljubobir Martić**, présentée par M. Paul Montel.

Le demi-treillis DL(n) formé des combinaisons de symboles $x_1, x_2, \ldots, x_n$ au moyen de deux opérations $\cup$ et $\cap$, assujetties aux conditions L 1-L 4′, s'appelle demi-treillis libre avec n générateurs (1), (2). Si on combine n symboles au moyen de $\cup$ et $\cap$, assujettis à L 1′-L 4′, on obtient l'ensemble PL(n), le demi-treillis partiel libre avec n générateurs.

Théorème 1. — *L'ensemble* DL(2) *est infini*.

En effet, le demi-treillis libre avec deux générateurs x_1 et x_2 se compose de ces éléments :

$$x_1,\quad x_2,\quad x_1\cup x_2,\quad x_1\cap x_2,\quad x_1\cup(x_1\cap x_2),\quad x_2\cup(x_2\cap x_1),\quad (x_1\cup x_2)\cup(x_1\cap x_2),$$
$$(x_1\cap x_2)\cap(x_1\cup x_2),\quad x_1\cup[(x_1\cap x_2)\cap(x_1\cup x_2)],\quad x_2\cup[(x_1\cap x_2)\cap(x_1\cup x_2)]$$
$$(x_1\cap x_2)\cup[(x_1\cup x_2)\cap(x_1\cap x_2)],\quad \ldots,$$
$$[(x_1\cap x_2)\cap(x_1\cup x_2)]\cup\{[(x_1\cap x_2)\cap(x_1\cup x_2)]\cap[(x_1\cap x_2)\cup(x_1\cup x_2)]\},\quad \ldots.$$

Si l'on ajoute les deux lois distributives aux conditions L 1-L 4′, l'ensemble DL(2) se réduit aux six premiers éléments.

Les conditions de distributivité jouent un rôle particulièrement utile dans l'étude des ensembles PL(n). Par exemple PL(1) est dénombrable et consiste en les éléments suivants : x_1, $x_1 \cup x_1 = x_1 \cap x_1$, $x_1 \cup x_1 \cup x_1 = x_1 \cap x_1 \cap x_1$, ..., mais si l'on impose la distributivité, cette suite se réduit aux trois premiers éléments.

Il est facile de prouver que l'ensemble distributif PL(2) possède 12 éléments à savoir :

$$x_1,\quad x_2,\quad x_1 \cup x_1,\quad x_1 \cup x_2,\quad x_2 \cup x_2,\quad x_1 \cap x_2,\quad x_1 \cup x_1 \cup x_1,\quad x_1 \cup x_1 \cup x_2 = x_2 \cup x_2 \cup x_1$$
$$x_2 \cup x_2 \cup x_2,\quad x_1 \cap x_1 \cap x_2 = x_2 \cap x_2 \cap x_1,\quad x_1 \cup (x_1 \cap x_2) \quad \text{et} \quad x_2 \cup (x_2 \cap x_1).$$

Ayant le poids 2, les six derniers éléments sont idempotents. En général, on peut démontrer que chaque élément de poids n dans l'ensemble distributif PL(n), $n \geqq 2$, est idempotent. De plus, chaque élément de poids $\geqq 3$ est idempotent.

Théorème 2. — *L'ensemble distributif* PL (3) *se compose de* 51 *éléments.*

Le sous-ensemble maximal de PL (3), qui est à la fois un demi-treillis, possède 33 éléments. 18 éléments pris parmi eux constituent le treillis bien connu TL (3) (le treillis distributif libre avec trois générateurs).

Voici quelques combinaisons caractéristiques :

$$x_1 \cup (x_2 \cap x_2 \cap x_3),\quad x_2 \cup (x_1 \cap x_1 \cap x_3),\quad \ldots,\quad x_1 \cap (x_2 \cup x_2 \cup x_3),\quad \ldots,$$
$$x_1 \cup (x_1 \cap x_2 \cap x_3) = x_1 \cap (x_1 \cup x_2 \cup x_3),\quad \ldots,\quad (x_2 \cap x_3) \cup (x_1 \cap x_2 \cap x_3).$$

Théorème 3. — *L'ensemble distributif* PL (4) *se compose de* 310 *éléments.*

La liste de tous les éléments, qui comprend plusieurs pages, se termine avec une des combinaisons de la forme

$$(x_2 \cup x_3) \cap (x_3 \cup x_4) \cap (x_4 \cup x_2) \cap (x_1 \cup x_2 \cup x_3)$$
$$= (x_2 \cap x_3) \cup (x_3 \cap x_4) \cup (x_4 \cap x_2) \cup (x_1 \cap x_2 \cap x_3).$$

Il est intéressant de noter, que cet élément reste inchangé, quand on remplace $x_1 \cap x_2 \cap x_3$ par $x_1 \cap x_2 \cap_4$ ou $x_1 \cap x_3 \cap x_4$, mais pas par $x_2 \cap x_3 \cap x_4$:

Dans la démonstration du théorème, nous avons utilisé, entre autres, la relation suivante :

$$\bigwedge (x_{i_1} \cup x_{i_2} \cup \ldots \cup x_{i_k}) = x_1 \cap \left(\bigvee_{j=1}^{n} x_j \right)$$

où l'ensemble des indices $\}i_1, i_2, \ldots, i_k\}$ parcourt l'ultrafiltre u défini sur les n premiers naturels avec l'intersection $\cap u = 1$.

On voit que tous les éléments entre x_1 et $\bigvee_{j=1}^{n} x_j$ sont absorbés, quoiqu'on ne dispose pas de la loi d'absorption !

Nous avons trouvé aussi que l'ensemble distributif PL(n) possède $n^3 - 2n^2 + 3n$ éléments non idempotents, mais la question de déterminer la puissance de l'ensemble distributif PL(n) pour n quelconque, reste encore ouverte, même

dans le cas des treillis libres. Nous connaissons maintenant cette puissance pour $n \leq 4$ et nous savons qu'elle augmente rapidement avec n, mais qu'en même temps elle diminue relativement au nombre des éléments du treillis correspondant. Les rapports des puissances des treillis généralisés aux treillis sont les suivants : 3 : 1, 12 : 4, 51 : 18 et 310 : 166, pour $n=1$, 2, 3 et 4. Évidemment l'influence des lois de distributivité se manifeste plus forte sur les éléments de grand poids (3).

(1) *Lattice theory*, revised edition 1948, problème 7, p. 18.

(2) Un article concernant ces ensembles paraîtra prochainement dans le journal *Glasnik mat.-fiz. i astr.*, Zagreb.

(3) Pour les démonstrations et tous les détails, *voir* l'article annoncé ci-dessus.

ALGÈBRE. — *Sur la théorie générale des produits réguliers.*

Note (*) de M. **Mihail Benado**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Définitions et exemples des structures de Lie. Caractères et propriétés de leurs commutatrices.

1.1. Notations. — Dans cette Note les lettres I, J désignent toujours des ensembles (non vides mais par ailleurs arbitraires) d'indices. Les minuscules latines $a, b, c, \ldots, u, v, \ldots$ désignent toujours les éléments d'un certain ensemble non vide. S étant une *structure* (treillis) complète (1) par rapport à l'ordre partiel $\geq (\leq)$, les symboles $\bigvee_{i\in I} a_i$, $\bigwedge_{i\in I} a_i$ désigneront toujours l'*union* et l'*intersection* des $a_i \in S$, $i \in I$ respectivement. Enfin, je désigne par 0 et 1 le premier et le dernier élément d'une structure (complète) S respectivement : $0 \leq x \leq 1$ pour chaque $x \in S$.

1.2. Définition. — Soit S une structure munie d'une loi de composition *univoque* désignée par (.) ou par simple juxtaposition et appelée multiplication. Je dis que S est une *structure de Lie*, lorsque les axiomes suivants y sont en puissance.

$\mathcal{L}1$. S *est complète* (1); $\mathcal{L}2$. *On a* $ab = ba$ *pour chaque couple* $a, b \in S$; $\mathcal{L}3$. *La relation* $a \geq b$ *entraîne* $ca \geq cb$ *pour chaque* $c \in S$; $\mathcal{L}4$. *On a* $a^2 = aa \leq a$ *pour chaque* $a \in S$; $\mathcal{L}5$. *On a* $a(ab) \leq ab$ *pour chaque couple* $a, b \in S$; $\mathcal{L}6$. *Les relations* $u \geq a_i$, $ua_i \leq a_i$, $i = 1, 2, 3$ (a_i, $u \in S$) *entraînent la relation* $a_3(a_1, a_2) \leq a_1(a_2, a_3) \vee a_2(a_1 a_3)$; c'est ce que j'appelle *loi d'associativité de M. Ph. Hall* (1); $\mathcal{L}7$. *Les relations* $ab \leq b$ et $ac \leq c$ ($a, b, c \in S$) *entraînent* $(a \vee b)c = ac \vee bc$; $\mathcal{L}8$. *Les relations* $ab \leq b \leq a \vee c$ (*ou bien* $ab \leq a$ *et* $b \leq a \vee c$; $a, b, c \in S$) *entraînent* $(a \vee b)c = ac \vee bc$; $\mathcal{L}9$. *Les relations* $u \geq a_i$, $u \geq b$, $ua_i \leq a_i$, $ub \leq b$ (a_i, $u \in S$, $i \in I$) *entraînent* $b\left(\bigvee_{i\in I} a_i\right) = \bigvee_{i\in I} ba_i$; $\mathcal{L}10$. *On a* $1.0 = 0$.

1.2.1. *Exemples de structures de Lie.* — *Exemple* 1. — La structure $S_\Sigma(\mathcal{G})$ de tous les Σ-sous-groupes d'un Σ-groupe $\mathcal{G}$, par rapport à la commutation des sous-groupes (²) *en tant que multiplication définie dans* $S_\Sigma(\mathcal{G})$.

Exemple 2. — La structure de toutes les sous-algèbres de Lie d'une algèbre de Lie $\mathcal{L}$, par rapport à la multiplication ordinaire (L_1, L_2) des sous-algèbres de $\mathcal{L}$, *en tant que* multiplication définie dans $S(\mathcal{L})$.

Exemple 3. — La structure $S(\mathcal{O})$ de tous les *sous-anneaux* d'un anneau *commutatif* $\mathcal{O}$ quelconque, par rapport à la multiplication ordinaire des sous-anneaux (considérés comme sous-modules de $\mathcal{O}$!) *en tant que multiplication définie dans* $S(\mathcal{O})$.

Exemple 4. — La structure $S(\mathcal{O})$ de tous les sous-anneaux d'un anneau éventuellement *non commutatif* $\mathcal{O}$ par rapport à la multiplication suivante des sous-anneaux, *en tant que multiplication définie dans* $S(\mathcal{O})$: si $A, B \in S(\mathcal{O})$, je *définis* $AB =$ *le sous-anneau de* $\mathcal{O}$ *engendré par tous les produits de la forme* ab, ba, aba *et* bab *avec* $a \in A$ *et* $b \in B$. Dans cet exemple qui contient l'exemple 3 comme cas particulier, l'axiome $\mathcal{L}6$ est trivialement satisfait; mais, il n'en est pas de même des axiomes $\mathcal{L}5$, $\mathcal{L}7$, $\mathcal{L}8$.

1.3. Définition. — Soit S une structure de Lie. J'appelle *commutatrice* toute fonction $q(x, y)$ *aux arguments et aux valeurs dans* S, telle que les axiomes suivants soient en puissance :

$\mathcal{K}1$. *On a* $q(x, y) = q(y, x)$ *pour tous les* $x, y \in S$; $\mathcal{K}2$. *On a* $q(x \vee y, x \wedge y) \leq q(x, y)$ *pour tous les* $x, y \in S$; $\mathcal{K}3$. *La relation* $x \leq z$ *entraîne* $q(x, y) \leq q(z, y)$ *pour tous les* $y \in S$; $\mathcal{K}4$. *On a*

$$q(x \vee y, x) = q(x, x) \vee q(x, y)$$

pour tous les $x, y \in S$; $\mathcal{K}5$. *On a* $q(a \vee x, a \vee y) = q(a \vee x, a) \vee q(x, y)$ *pour chaque* $a \in S$ *et chaque couple* $x, y \in S$ *tel que* $x \geq y$; $\mathcal{K}6$. *On a*

$$q\left(u, \bigvee_{i \in I} a_i\right) = \bigvee_{i \in I} q(u, a_i)$$

pour chaque système a_i, $u \in S$, $i \in I$ *tel que* $a_i \leq u$ *pour tous les* $i \in I$; $\mathcal{K}7$. *On a* $q(x, y) \leq xy$ *pour chaque couple* $x, y \in S$; $\mathcal{K}8$. *On a* $(x \vee y)(q(xy)) \leq q(x, y)$ *pour chaque couple* $x, y \in S$; $\mathcal{K}9$. *Les relations* $a \leq x \vee y$ *et* $(x \vee y)a \leq a$ *entraînent* $q(a \vee x, y) \leq q(x, y) \vee a$, $(a, x, y \in S)$; $\mathcal{K}10$. *Soient* $a_i \in S$, $i \in I$ *et posons* $I = I' \cup I''$, $\emptyset = I' \cap I''$ ($\emptyset =$ l'ensemble vide !) $a = \bigvee_{i \in I} a_i$, $a_{I'} = \bigvee_{i \in I'} a_i$, $a_{I''} = \bigvee_{i \in I''} a_i$; *alors on a*

$$q\{a_i, i \in I\}^a = q\{a_i, i \in I'\}^{a_{I'}} \vee q\{a_i, i \in I''\}^{a_{I''}} \vee q(a_{I'}, a_{I''}),$$

où l'on a posé

$$q\{a_i, i \in I\}^a = \bigvee_{i \in I} q(a_i, a_i^\star),$$

$$a_i^\star = \bigvee_{l \in I - \{i\}} a_l \qquad (i \in I)$$

et où $q\{a_i,\ i \in I'\}^{a_{I'}}$, $q\{a_i,\ i \in I''\}^{a_{I''}}$ *ont même signification par rapport aux* a_i, $i \in I'(i \in I'')$ *que* $a\{a_i,\ i \in I\}^a$ *en a par rapport aux* a_i, $i \in I$.

$\mathcal{K}$ 11. *Si* $S = S_\Sigma(\mathcal{G})$ (*voir* 1.2.1, *exemple* 1), *si* $X, Y \in S_\Sigma(\mathcal{G})$ *et si* φ *est un* Σ-*homomorphisme de* $X \vee Y$ *tel que le noyau* $\mathcal{N}(\varphi) \leq X \cap Y$, *alors on a* $(q(X, Y))\varphi = q(X_\varphi, Y_\varphi)$; $\mathcal{K}$ 12. *Si l'on a* $\mathcal{G} = G \star G^\star$, *c'est-à-dire si* $\mathcal{G}$ *est le produit libre* (³) *de ses sous-groupes* G, $G^\star$ *et si de plus* $q(\mathcal{G}, X) = E$ *pour quelque sous-groupe* X *de* $\mathcal{G}$, *alors* $X = E$ ($E =$ sous-groupe identique), *à moins qu'on ait* $q = o[\,o(x, y) = 0$ *pour chaque* $x, y \in S\,!]$.

Les exemples de commutatrices que je présente ici satisfont tous à la *loi distributive* suivante *plus forte que* $\mathcal{K}$4 *et* $\mathcal{K}$5 :

(Dq) *Si l'on a* $x \leq z$, *alors* $q(x \vee y,\ z) = q(x, z) \vee q(y, z)$.

1.3.1 *Exemples de commutatrices.* — Soit S une structure de Lie ; je définis pour chaque couple $a, b \in S$ tel que $a \geq b$: $a(\,.\,)^h b = a(a(\,.\,)^{h-1} b)$, $h = 1, 2, 3, \ldots$ avec $a(\,.\,)^1 b = ab$ et $a(\,.\,)^0 b = b$ (²). On a alors les exemples suivants :

Exemple 1. — $q = o$ (*voir* plus haut) et $q(x, y) = xy$.

Exemple 2. — $q(x, y) = k_s(x, y) = u(\,.\,)^{s-1}(xy)$, $s = 1, 2, 3, \ldots$; $u = x \vee y$ (⁴).

Exemple 3. —

$$q(x, y) = m_{r,s}(x, y) = (u(\,.\,)^{r-1} x)\,(u(\,.\,)^{s-1} y) \vee (u(\,.\,)^{s-1} x)\,(u(\,.\,)^{r-1});$$
$$r, s = 1, 2, 3, \ldots;\ u = x \vee y.$$

Voir les travaux (⁵), (⁶).

Exemple 4. —

$$q(x, y) = g_r(x, y) = (n^{(r-2)}(u^{(r-3)} \ldots (u'(ux)) \ldots))$$
$$((u^{(r-3)}(u^{(r-3)} \ldots (u'(uy)) \ldots)),$$

$(r = 1, 2, 3, \ldots;\ g_1(x, y) = xy;\ u = x \vee y;\ u^{(h)} = (u^{(h-1)})^2,\ h = 1, 2, 3, \ldots;\ u^{(0)} = u.$

(*) Séance du 4 mars 1957.

(¹) G. Birkhoff, *Lattice Theory*, revised édition, New-York, 1948.

(²) M. Benado, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1092.

(³) A. Kurosch, *Gruppentheorie*, Akademie-Verlag, Berlin, 1953.

(⁴) O. N. Golovine, *Recueil Math. Moscou*, 27, 1950, p. 427-454.

(⁵) S. Moran, *Proc. London Math. Soc. third series*. 6, n°, 24, 1956, p. 581-596.

(⁶) R. R. Struik, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 81, n° 2, 1956, p. 425-452.

ALGÈBRE. — *Sur une méthode de localisation des valeurs caractéristiques de certaines matrices.* Note (*) de M. **Maurice Parodi**, transmise par M. Henri Villat.

Étant donnée une matrice carrée d'ordre n, $A = (a_{ij})$, on sait, en travaillant par exemple sur les lignes, que ses valeurs caractéristiques ω se situent dans

un domaine (D_1), réunion des n circonférences d'équations

$$|a_{ii}-\omega| \leqq \sum_{\substack{j=1\\j\neq i}}^{n} |a_{ij}|, \qquad i=1, 2, \ldots, n.$$

Nous nous proposons de définir des matrices pour lesquelles il est possible de trouver une limite inférieure positive des quantités

$$|a_{ii}-\omega|, \qquad i=1, 2, \ldots, n,$$

et d'en déduire un nouveau domaine (D_2) dont l'intersection avec (D_1) permet d'obtenir un domaine (D') des valeurs caractéristiques de A, conduisant à une localisation améliorée de ces dernières.

Considérons des matrices telles que dans chaque ligne existe un élément non diagonal, dit *dominant*, supérieur en module à la somme des modules des éléments non diagonaux de la ligne considérée, ces éléments dominants se trouvant dans chaque ligne sur des colonnes différentes. Pour des matrices de ce type, il est possible, ainsi que nous allons le voir, de trouver une limite inférieure positive des quantités $|a_{ii}-\omega|$ et de définir le domaine (D_2) précédemment envisagé.

Formant, en effet, le déterminant qui constitue le premier membre de l'équation caractéristique de A, on peut, par permutation des colonnes, amener tous les éléments dominants à se trouver sur la diagonale principale, sans modifier l'équation caractéristique.

Désignant alors pour la ligne de rang i de A, par $a_{il}(l\neq i)$ l'élément dominant, un théorème classique de M. Hadamard indique que ce déterminant ne peut s'annuler que si l'on a

$$|a_{il}| \leqq |a_{ii}-\omega| + \sum_{\substack{k=1\\k\neq i,l}}^{n} |a_{ik}|, \qquad i=1, 2, \ldots, n.$$

Il en résulte que le domaine (D_2) des valeurs caractéristiques de A est formé par la réunion des n domaines

$$|a_{il}| - \sum_{\substack{k=1\\k\neq i,l}}^{n} |a_{ik}| \leqq |a_{ii}-\omega|, \qquad i=1, 2, \ldots, n.$$

L'intersection de (D_1) et de (D_2) donne le domaine (D') cherché.

Il est à noter que la méthode ne présente d'intérêt que si les n circonférences d'équations

$$|a_{ii}-\omega| \leqq |a_{il}| - \sum_{\substack{k=1\\k\neq i,l}}^{n} |a_{ik}|, \qquad i=1, 2, \ldots, n.$$

ont *toutes* une région commune.

(*) Séance du 11 mars 1957.

THÉORIE DES CORPS VALUÉS. — *Prolongement analytique dans les corps valués complets : préservation de l'analyticité par les opérations rationnelles ; quasi-connexité et éléments analytiques réguliers.* Note (*) de M. **Marc Krasner**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

En me basant sur les deux lemmes, prouvés dans ma Note précédente [1], je démontre que les opérations rationnelles préservent l'analyticité. Je montre, également, que le prolongement analytique ne dépend pas du choix du corps algébriquement clos, où on l'effectue, et, pour les corps suffisamment grands peut se faire en n'employant que des éléments analytiques d'une forme particulière (dits *réguliers*).

Je conserve toutes les notations de ma précédente Note [1].

Théorème. — *Si $f(x)$ et $g(x)$ sont des éléments analytiques d'un même support* D, $f(x) \pm g(x)$ *et* $f(x)g(x)$ *sont des fonctions analytiques sur* D *et* $f(x)/g(x)$ *l'est sur l'ensemble* $\tilde{\mathrm{D}}$ *des points de* D, *où* $g(x)$ *ne s'annule pas.*

Démonstration. — Soient $f_n(x)$ et $g_n(x)$ les suites approximantes de $f(x)$ et de $g(x)$ sur D. Alors, si a, $b \in k$, on a

$$\begin{aligned} |[af(x)+bg(x)]-[af_n(x)+bg_n(x)]| &= |a[f(x)-f_n(x)]+b[g(x)-g_n(x)]| \\ &= \mathrm{Max}(|a|\,|f(x)-f_n(x)|,\,|b|\,|(gx)-g_n(x)|), \end{aligned}$$

d'où il résulte que $af_n(x)+bg_n(x)$ est une suite approximante de $af(x)+bg(x)$ sur D, qui est, ainsi, un élément analytique sur D. En vertu du lemme 1, il existe une famille enchaînée Φ de domaines quasi connexes telle que $\bigcup \Phi = \mathrm{D}$ et que $|f(x)|$ et $|g(x)|$ aient une borne supérieure finie B(E) sur tout $\mathrm{E} \in \Phi$. En vertu de la convergence uniforme des $f_n(x)$ vers $f(x)$, B(E) est aussi, à partir d'un certain rang, une borne des $|f_n(x)|$ et on a, à partir de ce rang,

$$\begin{aligned} |f(x)g(x)-f_n(x)g_n(x)| &= |[f(x)-f_n(x)]g(x)+f_n(x)[g(x)-g_n(x)]| \\ &\leqq \mathrm{Max}(|g(x)|\,|f(x)-f_n(x)|,\,|f_n(x)|\,|g(x)-g_n(x)|) \\ &\leqq \mathrm{B(E)}\,\mathrm{Max}(|f(x)-f_n(x)|,\,|g(x)-g_n(x)|), \end{aligned}$$

ce qui montre que $f_n(x)g_n(x)$ est une suite approximante de $f(x)g(x)$ sur E. La restriction de $f(x)g(x)$ à tout $\mathrm{E} \in \Phi$ est donc un élément analytique et, Φ étant enchaînée, $f(x)g(x)$ est une fonction analytique sur $\bigcup \Phi = \mathrm{D}$.

En vertu du lemme 2, il existe une famille enchaînée Ψ de domaines quasi connexes telle que $\bigcup \Psi = \tilde{\mathrm{D}}$ et que $|g(x)|$ [et $|g_n(x)|$, à partir d'un certain rang, ait, sur tout $\mathrm{E} \in \Psi$, une borne inférieure $b(\mathrm{E}) > 0$. Alors, on a, sur E,

$$\begin{aligned} |g(x)^{-1}-g_n(x)^{-1}| &= |g_n(x)-g(x) : g(x)g_n(x)| \\ &= |g(x)-g_n(x)| : |g(x)|\,|g_n(x)| \leqq |g(x)-g_n(x)| : b(\mathrm{E})^2. \end{aligned}$$

Par suite, $g_n(x)^{-1}$ est une suite approximante de $g(x)^{-1}$ sur E, la restriction

de $g(x)^{-1}$ à E est un élément analytique et $f(x)/g(x)$ est une fonction analytique sur E. Comme Ψ est enchaînée, elle l'est aussi sur $\bigcup \Psi = \tilde{D}$.

Supposons que le corps résiduel $\mathfrak{r}$ de k n'est pas dénombrable (ni fini, car il est algébriquement clos). Un domaine quasi connexe D de k' sera dit *régulier* s'il satisfait à la condition suivante : *pour tout* $a \in D$ *et pour tout nombre réel positif* r *ne dépassant pas le diamètre* R *de* D, *tous les points* $x \notin D$ *tels que* $d(a, x) = r$ *sont contenus dans la réunion d'un ensemble au plus dénombrable de cercles de rayon* r^-. Alors, $S(a; r) \cap D$ contient une infinité non dénombrable de cercles de rayon r^-. L'intersection d'un nombre fini de domaines quasi connexes réguliers et la réunion d'une famille enchaînée de tels domaines en est encore un. Un élément analytique sera dit *régulier* si son support l'est.

Montrons que *la famille des intersections non vides* $E \cap D \neq \emptyset$ *des ensembles* E *d'une famille enchaînée* Φ *de domaines quasi connexes réguliers avec un tel domaine fixe* D *est une famille enchaînée*. Supposons que E, $E' \in \Phi$ ont des intersections non vides $F = E \cap D$ et $F' = E' \cap D$ avec D. Comme Φ est enchaînée, il existe une chaîne $E = E_1, E_2, \ldots, E_n = E'$ de Φ reliant E à E', et il suffit de montrer que la suite des $F_i = E_i \cap D$ non vides est une famille enchaînée reliant F à F'. Si $n > 2$, supposons la proposition prouvée pour les chaînes de longueur $< n$. Alors, la famille des F_i non vides pour $i = 2, 3, \ldots, n$ est enchaînée et, pour tout son ensemble $F_i \neq \emptyset$, contient une chaîne reliant ce F_i à $F_n = F'$. Or, si E^* est la réunion des E_i, $2 \leqq i \leqq n$, et si F^* est la réunion des F_i de mêmes indices, on a $F^* = E^* \cap D$ et puisque $E \cap E^* \supseteq E_1 \cap E_2 \neq \emptyset$, la famille E, E^* est une chaîne de longueur $2 < n$. Par suite la famille F, F^* est enchaînée, autrement dit $F \cap F^* = F \cap \left(\bigcup_{i=2}^{n} F_i \right) = \bigcup_{i=2}^{n} (F \cap F_i) \neq \emptyset$. Ainsi, il existe un j, $2 \leqq j \leqq n$, tel que $F \cap F_j \neq \emptyset$, et comme il existe une chaîne de F_i reliant cet F_j à F', il en existe une reliant F à F'. Il suffit donc de démontrer le cas $n = 2$ qui équivaut à la proposition : *si* E, F, G *sont trois ensembles quasi connexes réguliers tels que* $E \cap F$, $F \cap G$, $G \cap E$ *soient tous non vides*, $E \cap F \cap G$ *n'est pas vide*. Soient $e \in F \cap G$, $f \in G \cap E$ et $g \in E \cap F$. Supposons (en changeant pour cela, s'il le faut, les noms des E, F, G) que $d(e, f)$ est la plus petite des distances des points e, f, g, et posons $r = d(e, f)$. Soit C le cercle de centre e et de rayon r, dont f est également un centre en vertu de l'ultramétricité de k. Comme $e \in F \cap G$ et comme $f \in G \cap E$, C n'est disjoint avec aucun des E, F, G. D'autre part, comme $f \in E$ et $g \in E$, le diamètre de E est $\geqq d(f, g) \geqq r$, et, de même, les diamètres des F et G sont $\geqq r$. Par suite, en vertu de la régularité de ces domaines, les cercles distincts $C' \subset C$ de rayon r^-, qui ne sont pas $\subseteq E$, forment un ensemble au plus dénombrable, et il en est de même pour ceux qui ne sont pas $\subseteq F$ ou $\subseteq G$. Par suite, il n'existe qu'un ensemble au plus dénombrable de tels cercles $C' \subset C$, qui ne sont pas $\subseteq E \cap F \cap G$. Comme l'ensemble de tous les cercles $C' \subset C$ de rayon r^- n'est pas dénombrable (car il a la même

puissance que 1), il existe de tels cercles $\subseteq E \cap F \cap G$ et $E \cap F \cap G \neq \Phi$:

CONSÉQUENCE. — *Soient* $\Phi_1, \Phi_2, \ldots, \Phi_n$ *un nombre fini de familles enchaînées de domaines quasi connexes réguliers. Alors, la famille* $\text{Int}(\Phi_1, \Phi_2, \ldots, \Phi_n)$ *des intersections non vides* $E_1 \cap E_2 \cap \ldots \cap E_n$ *des ensembles* $E_1 \in \Phi_1$, $E_2 \in \Phi_2, \ldots$, $E_n \in \Phi_n$, *parcourant indépendamment les familles correspondantes, est enchaînée.* Il suffit de le prouver pour $n = 2$. Or, si $E_2 \in \Phi_2$ est quelconque, la famille $\Phi(E_2)$ des $X_1 \cap E_2$ non vides, où X_1 parcourt Φ_1, est enchaînée. Et $\text{Int}(\Phi_1, \Phi_2)$ est la réunion des familles enchaînées $\Phi(E_2)$ telles que leurs réunions $E_2 = \bigcup \Phi(E_2)$ forment aussi une famille enchaînée. Il est clair qu'une telle famille est enchaînée elle-même.

Si K est une extension valuée complète algébriquement close de k (pouvant être $= k$), un élément analytique $f(x)$ de support $D \subseteq k'$ est dit *subordonné* à un élément analytique $F(x)$ de support $D^\star \subseteq K'$ [notation : $f(x) \ll F(x)$] si $D \subseteq D^\star$ et si $f(x)$ est la restriction de $F(x)$ à D. Montrons que *si* $K \supseteq k$, *il existe des éléments analytiques* $F(x)$ *de* K, *qu'on peut, en plus, supposer réguliers quand le corps résiduel* $\mathfrak{K}$ *de* K *n'est pas dénombrable, auxquels un élément analytique donné* $f(x)$ *de* k *est subordonné.* Si R est le diamètre du support $D \subseteq k'$ de $f(x)$, soit $C_K(D)$ le cercle de rayon R du corps projectivisé $K' = K \cup \{\infty\}$ contenant D. Soit $f_n(x)$ une suite approximante de $f(x)$ sur D, formée de fractions rationnelles $\in k(x)$, et soit Π l'ensemble, qui est au plus dénombrable, de tous les pôles p de tous les $f_n(x)$. On a $\Pi \subseteq k'$ et $\Pi \cap D = \emptyset$. Soit, pour tout $a \in D$ et pour tout nombre réel r tel que $0 < r \leqq R$, $\Pi_a(r)$ l'ensemble des $p \in \Pi$ tels que $d(a, p) = r$. Soit $D^\star$ l'ensemble des $u \in C_K(D)$ tels qu'il existe un $a \in D'$ dont la distance $d(u, a)$ à u ne dépasse la distance $d(u, p)$ de u à aucun $p \in \Pi$. On a $D \subseteq D^\star$, car, si $u \in D$, on peut poser $a = u$. Soit que $y \in K'$ n'est pas $\in D^\star$, et soit $u \in D^\star$. Alors, si $a \in D$ satisfait aux conditions précédentes, il est impossible que $d(u, y) < d(u, a)$, car cela entraînerait, par ultramétricité, $d(y, p) = d(a, p) \geqq d(a, u) \geqq d(y, a)$ pour tout $p \in \Pi$, et l'on aurait $y \in D^\star$. Si $d(u, y) > d(u, a)$, on a $d(u, y) = d(a, y)$, et il existe, puisque $y \notin D^\star$, un $p \in \Pi$ tel que $d(y, p) < d(a, y)$, ce qui entraîne $d(u, y) = d(a, y) = d(a, p)$. En particulier, si r est un nombre réel $\leqq R$, les seules valeurs $\leqq r$ que peut prendre $d(u, y)$ sont $d(u, a)$ et le nombre fini de valeurs $\leqq r$ que peut prendre $d(a, p)$, $p \in \Pi$. Ainsi $D^\star$ est quasi connexe dans K'. En plus, $D^\star$ est régulier, car, si l'on pose $r = d(u, y)$, on a, puisque $d(u, a) \leqq r$, $d(a, y) \leqq r$ et, puisque $a \in D$ et $y \notin D^\star$, il existe un $p \in \Pi$ tel que $d(y, p) < r$. On a, par suite, $d(u, p) = d(u, y) = r$ et y appartient à un cercle de rayon r^- contenu dans $S(u; r)$ et non disjoint avec $\Pi_a(r)$. Comme $\Pi_a(r)$ est dénombrable, le nombre de tels cercles l'est aussi.

Si $c(x) \in k(x)$, est considérée comme une fraction rationnelle de $K \supseteq k$, $M_c(r)$ ne dépend pas du choix de K. En effet, si $c(x) = a(x)/b(x)$, où $a(x)$ et $b(x)$ sont des polynomes, on a $M_c(r) = M_a(r) : M_b(r)$, et, pour un poly-

nome $a(x)=\sum a_i x^i$, on a $M_a(r)=\text{Max}_i(|a_i|r^i)$. Montrons que la suite des $f_n(x)$ converge uniformément sur $D^\star$. Soient, si $a\in D$,

$$f_{i,j}^{(a)}(x)=f_i(x+a)-f_j(x+a), \qquad M_{i,j}^{(a)}(r)=M f_{i,j}^{(a)}(r)$$

et $m_{i,j}$ le suprémum de $|f_{i,j}^{(o)}(x)|$ sur D. En vertu de la convergence uniforme des $f_n(x)$ sur D, $m_{i,j}\to 0$ quand $\text{Min}(i,j)\to+\infty$, d'où, pour tout $a\in D$ et pour tout $r\leqq R$, $M_{i,j}^{(a)}(r)\leqq m_{i,j}$. Soit $u\in D^\star$ et soit $a\in D$ tel que $d(u,a)\leqq d(u,p)$ pour tout $p\in\Pi$. On a $|f_i(u)-j_j(u)|=f_{i,j}^{(a)}(u-a)\leqq M_{i,j}^{(a)}(|u-a|)\leqq m_{i,j}$ et la suite des $f_n(x)$ converge uniformément sur $D^\star$. La limite de cette suite est l'élément analytique cherché $F(x)$.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1304.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur la fonction ζ de Riemann.* Note de M. **Dragiša Mitrović**, présentée par M. Paul Montel.

On démontre l'existence d'une borne pour les dérivées de la fonction $\zeta(s)$ dans le demi-plan $\text{Re}(s)>1$. Ensuite, on utilise cette borne dans des questions diverses.

La fonction $\zeta(s)$ de Riemann (1), (2), (3), (4), (5), $s=\sigma+it$, est définie dans le demi-plan $\sigma>1$ par la série de Dirichlet

$$\zeta(s)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^s}. \tag{1}$$

Cette série est simplement et absolument convergente pour $\sigma>1$. La série (1) étant uniformément convergente pour $\sigma\geqq 1+\delta$, $\delta>0$, la fonction $\zeta(s)$ est une fonction holomorphe dans le demi-plan $\sigma>1$.

Théorème 1. — *Soit $\zeta^{(k)}$ la dérivée d'ordre k de la fonction $\zeta(s)$. Si $\sigma>1$, on a pour chaque t,*

$$|\zeta^{(k)}(s)|<\frac{k!}{(\sigma-1)^{k+1}} \qquad (k=1, 2, \ldots).$$

Pour compléter le théorème, ajoutons la relation

$$\lim_{s\to 1+0}(s-1)^{k+1}\zeta^{(k)}(s)=(-1)^k k!$$

Théorème. 2. — *Il est légitime de dériver terme à terme l'inégalité*

$$|\zeta(s)|<\left|\frac{\sigma}{\sigma-1}\right| \qquad (\sigma>1)$$

autant de fois que l'on veut sous le signe de la valeur absolue.

Théorème 3. — *On considère la fonction* $1/\zeta(s)$. *Si* $\sigma > 1$, *on a, pour chaque* t,

$$\left|\left(\frac{1}{\zeta(s)}\right)^{(k)}\right| < \frac{k!}{(\sigma-1)^{k+1}} \qquad (k=1, 2, \ldots).$$

Théorème 4. — *Il est légitime de dériver terme à terme l'inégalité*

$$\left|\frac{1}{\zeta(s)}\right| < \left|\frac{\sigma}{\sigma-1}\right| \qquad (\sigma > 1)$$

autant de fois que l'on veut sous le signe de la valeur absolue.

Théorème 5. — *Si* $\sigma > 1$, *pour certaines valeurs infinies de* t, *on a*

$$|\zeta^{(k)}(s)| \geqq (1-\varepsilon)\,|\zeta^{(k)}(\sigma)| \qquad (k=1, 2, \ldots),$$

ε *désignant un nombre positif arbitrairement petit.*

Théorème 6. — *Il est légitime de dériver terme à terme l'inégalité*

$$|\zeta(s)| > (1-\varepsilon)\,|\zeta(\sigma)| \qquad (\sigma > 1)$$

autant de fois que l'on veut sous le signe de la valeur absolue.

On déduit du théorème 5 le résultat suivant : *les dérivées de la fonction* $\zeta(s)$ *ne sont pas bornées dans le domaine ouvert* $\sigma > 1$, $t > t_0 > 0$.

Théorème 7. — *Si*

$$\zeta(s) = \frac{1}{s-1} + \sum_{n=0}^{\infty} A_n (s-1)^n,$$

on a

$$A_0 > 0, \qquad A_{2n-1} > 0, \qquad A_{2n} < 0 \qquad (n=1, 2, \ldots).$$

Théorème 8. — *Pour les constantes absolues* γ_k *figurant dans l'égalité*

$$(2) \qquad \sum_{n=1}^{x} \frac{(\log n)^k}{n} = \frac{(\log x)^{k+1}}{k+1} + \gamma_k + o(1),$$

on a

$$\gamma_k < 0 \qquad (k=1, 2, \ldots).$$

On peut obtenir (2) par un procédé *élémentaire*, c'est-à-dire, n'utilisant pas la fonction $\zeta(s)$ comme dans ([1]).

Théorème 9. — *Toutes les dérivées impaires de la fonction entière*

$$\zeta(s) - \frac{1}{s-1}$$

sont complètement monotones dans l'intervalle $1 < s < \infty$.

En remarquant que *la fonction* $\zeta(s)$ *est complètement monotone dans l'intervalle* $1 < s < \infty$, on trouve ou l'on retrouve, comme la conséquence de ce fait, un certain nombre de propositions sur cette fonction.

(1) W. E. Briggs et S. Chowla, *Amer. Math. Monthly*, 62, 1955, p. 323-325.

(2) E. Landau, *Handbuch der Lehre von der Verteilung der Primzahlen*, Berlin, 1909.

(3) E. C. Titchmarsh, *The theory of the Riemann ζ function*, Oxford University Press, 1951.

(4) E. C. Titchmarsh, *The theory of functions*, Oxford University Press, 1939.

(5) D. V. Widder, *The Laplace transformation*, Princeton University Press, 1946.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les fonctions arithmétiques fortement additives.* Note de M. **Hubert Delange**, présentée par M. Paul Montel.

Généralisation pour un système de fonctions arithmétiques fortement additives de résultats établis précédemment pour une seule telle fonction.

Les notations sont ici les mêmes que dans notre précédente Note de même titre (1), sauf en ce qui concerne l'entier n_0.

Nous considérons maintenant m fonctions arithmétiques fortement additives $f_1, f_2, \ldots, f_m$ à valeurs réelles, satisfaisant toutes à l'hypothèse (H) et telles qu'il n'existe aucun système de nombres réels $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_m$ non tous nuls pour lequel on ait quel que soit n

$$\alpha_1 f_1(n) + \alpha_2 f_2(n) + \ldots + \alpha_m f_m(n) = 0.$$

Nous désignons par n_0 le plus petit entier n tel que $B(f_j, n) > 0$ pour $j = 1, 2, \ldots, m$.

D'autre part, nous posons

$$C_{j,k}(x) = \sum_{p \leq x} \frac{f_j(p) f_k(p)}{p}$$

et, pour $x \geq n_0$,

$$R_{j,k}(x) = \frac{C_{j,k}(x)}{B(f_j, x)\, B(f_k, x)} \qquad (1 \leq j \leq m,\ 1 \leq k \leq m).$$

Ainsi $R_{j,j}(x) = 1$ et, pour $j \neq k$, $|R_{j,k}(x)| \leq 1$.

De plus, la forme quadratique en $u = (u_1, u_2, \ldots, u_m)$

$$Q(x, u) = \sum_{\substack{1 \leq j \leq m \\ 1 \leq k \leq m}} R_{j,k}(x) u_j u_k = \sum_{p \leq x} \frac{1}{p} \left[\sum_{j=1}^{m} f_j(p) \frac{u_j}{B(f_j, x)} \right]^2$$

est définie positive quand x est assez grand. Le déterminant d'ordre m de terme général $R_{j,k}(x)$ est alors positif.

Nous désignerons par $\Delta(x)$ la valeur de ce déterminant.

1. On a le théorème suivant (2) :

Théorème. — *Quels que soient les entiers positifs ou nuls $q_1, q_2, \ldots, q_m$, on a*

quand x tend vers $+\infty$

$$\sum_{n\leq x}[f_1(n)-A(f_1(x)]^{q_1}[f_2(n)-A(f_2, x)]^{q_2}\ldots[f_m(n)-A(f_m, x)]^{q_m}$$
$$=x\mu_{q_1,q_2,\ldots,q_m}(x)\,B(f_1, x)^{q_1}B(f_2, x)^{q_2}\ldots B(f_m, x)^{q_m}$$
$$+o[xB(f_1, x)^{q_1}B(f_2, x)^{q_2}\ldots B(f_m, x)^{q_m}]$$

et

$$\sum_{n_0\leq n\leq x}\left[\frac{f_1(n)-A(f_1, n)}{B(f_1, n)}\right]^{q_1}\left[\frac{f_2(n)-A(f_2, n)}{B(f_2, n)}\right]^{q_2}\ldots\left[\frac{f_m(n)-A(f_m, n)}{B(f_m, n)}\right]^{q_m}$$
$$=x\mu_{q_1,q_2,\ldots,q_m}(x)+o[x],$$

où

$$\mu_{q_1,q_2,\ldots,q_m}(x)=\frac{1}{(2\pi)^{\frac{m}{2}}\sqrt{\Delta(x)}}\int_{-\infty}^{+\infty}\cdots\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-\frac{Q_1(x,u)}{2}}du_1\,du_2\ldots du_m,$$

$Q_1(x, u)$ *étant la forme quadratique inverse de* $Q(x, u)$.

Comme conséquence, *si* $N(f_1, f_2, \ldots, f_m; x; t_1, t_2, \ldots, t_m)$ *est le nombre des entiers positifs n au plus égaux à x pour lesquels on a*

(1) $$f_j(n)\leq A(f_j, x)+t_jB(f_j, x)\qquad pour\quad j=1, 2, \ldots, m,$$

et $N^\star(f_1, f_2, \ldots, f_m; x; t_1, t_2, \ldots, t_m)$ *le nombre de ceux pour lesquels on a*

(1′) $$f_j(n)\leq A(f_j, n)+t_jB(f_j, n)\qquad pour\quad j=1, 2, \ldots, m,$$

quels que soient $t_1, t_2, \ldots, t_m$ *réels, on a quand x tend vers* $+\infty$

$$\frac{1}{x}N(f_1, f_2, \ldots, f_m; x; t_1, t_2, \ldots, t_m)$$
$$=\frac{1}{x}N^\star(f_1, f_2, \ldots, f_m; x; t_1, t_2, \ldots, t_m)+o[1]$$
$$=\frac{1}{(2\pi)^{\frac{m}{2}}\sqrt{\Delta(x)}}\int_{-\infty}^{t_1}\int_{-\infty}^{t_2}\cdots\int_{-\infty}^{t_m}e^{-\frac{Q_1(x,u)}{2}}du_1\,du_2\ldots du_m+o[1].$$

De plus, pour que $(1/x)N(f_1, f_2, \ldots, f_m; x; t_1, t_2, \ldots, t_m)$ *et* $(1/x)N^\star(f_1, f_2, \ldots, f_m; x; t_1, t_2, \ldots, t_m)$ *convergent vers une fonction limite lorsque x tend vers* $+\infty$ *sur un ensemble donné, il faut et il suffit que, pour chaque couple* (j, k), $R_{j,k}(x)$ *tende vers une limite* $r_{j,k}$ *quand x tend vers* $+\infty$ *sur cet ensemble.*

Alors, si le déterminant de terme général $r_{j,k}$ *n'est pas nul, la fonction limite est la fonction de distribution correspondant à une distribution de Gauss avec les coefficients de corrélation* $r_{j,k}$. *Cette fonction limite est égale à* $G(t_1)G(t_2)\ldots G(t_m)$ *si, et seulement si, on a* $r_{j,k}=0$ *pour* $j\neq k$.

2. On peut ajouter le complément suivant :

Si E *est l'un des ensembles* E_1, E_2, E_3, E_4, E_5 *considérés dans notre précédente Note de même titre, quels que soient les entiers positifs ou nuls* $q_1, q_2, \ldots, q_m$, *on*

a quand x tend vers $+\infty$

$$\sum_{\substack{n\leqq x\\ n\in E}}[f_1(n)-A(f_1,x)]^{q_1}[f_2(n)-A(f_2,x)]^{q_2}\ldots[f_m(n)-A(f_m,x)]^{q_m}$$
$$=D(E)\,x\,\mu_{q_1,q_2,\ldots,q_m}(x)\,B(f_1,x)^{q_1}B(f_2,x)^{q_2}\ldots B(f_m,x)^{q_m}$$
$$+o[xB(f_1,x)^{q_1}B(f_2,x)^{q_2}\ldots B(f_m,x)^{q_m}]$$

et

$$\sum_{\substack{n_0\leqq n\leqq x\\ n\in E}}\left[\frac{f_1(n)-A(f_1,n)}{B(f_1,n)}\right]^{q_1}\left[\frac{f_2(n)-A(f_2,n)}{B(f_2,n)}\right]^{q_2}\ldots\left[\frac{f_m(n)-A(f_m,n)}{B(f_m,n)}\right]^{q_m}$$
$$=D(E)\,x\,\mu_{q_1,q_2,\ldots,q_m}(x)+o[x].$$

Il résulte de là que, *si* $N_E(f_1, f_2, \ldots, f_m; x; t_1, t_2, \ldots, t_m)$ *est le nombre des entiers positifs* $n\leqq x$ *et appartenant à* E *pour lesquels on a* (1), *et* $N_E^*(f_1, f_2, \ldots, f_m; x; t_1, t_2, \ldots, t_m)$ *le nombre de ceux pour lesquels on a* (1′), *on a pour* x *infini*

$$N_E(f_1, f_2, \ldots, f_m; x; t_1, t_2, \ldots, t_m)\sim N_E^*(f_1, f_2, \ldots, f_m; x; t_1, t_2, \ldots, t_m)$$
$$\sim D(E)\,N(f_1, f_2, \ldots, f_m; x; t_1, t_2, \ldots, t_m).$$

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1307.

(2) Nous avons déjà énoncé un cas très particulier de ce théorème à un congrès de l'Union mathématique italienne (*Dagli Atti del V Congresso dell' Unione Matematica Italiana*, Pavia-Torino, 1955, p. 250-252).

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les fondements de la théorie fine du potentiel.* Note de M. GUSTAVE CHOQUET, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Lorsqu'on considère un potentiel newtonien comme une mesure, on perd quelques propriétés « fines », mais la théorie se simplifie. Pour des noyaux plus généraux, une bonne méthode est d'étudier d'abord les potentiels-mesures puis, au moyen de quelques théorèmes-clefs étudiés ici, de traduire pour les potentiels-fonctions les résultats obtenus.

1. RAPPELS. — Pour les définitions d'un noyau G sur E et de $\mathfrak{M}_+$, *voir* une Note précédente (1). L'adjoint de G est noté $\check{G}$: $\check{G}(x, y)=G(y, x)$.

On dit que G est *très régulier* si G est fini continu hors de Δ (diagonale de $E\times E$), infini sur Δ, et si G et $\check{G}$ sont réguliers. Lorsque la restriction de $G\mu$ à $S\mu$ (support fermé de μ) compact est bornée il existe, *si* G *est régulier*, une suite croissante $\mu_n\to\mu$ avec $G\mu_n$ fini et continu dans E.

2. Pour simplifier les énoncés, E sera désormais compact.

DÉFINITION 1. — *Pour tout compact* $K\subset E$, *la* G-capacité *de* K *est la borne supérieure de* $\mu(K)$ *pour toutes les mesures* μ *telles que*

$$S\mu\subset K \quad \textit{et} \quad G\mu\leqq 1 \quad \textit{partout dans } E.$$

Si G-cap $K < \infty$, il existe alors une telle μ_0 qui réalise ce maximum; l'ensemble de ces *distributions capacitaires* μ_0 est convexe et compact. La G-capacité est une fonction croissante, sous-additive et continue à droite. On définit ensuite classiquement G-cap$_*$, G-cap* et le G-quasi-partout (G-q.-p).

Grandes valeurs d'un potentiel. — Pour toute $\mu \in \mathcal{M}_+$, l'ensemble des x tels que $G\mu(x) > h$ est un ouvert ω tel que $\check{G}$-cap $\omega \leq \mu(E)/h$. En particulier, l'ensemble $I(\mu)$ des x tels que $G\mu(x) = +\infty$ est un G_δ de $\check{G}$-cap* nulle.

THÉORÈME 1. — *Soit* G *régulier et fini continu hors de* Δ. *Pour toute mesure* μ, *et tout* $\varepsilon > 0$, *il existe un ouvert* ω, *tel que* $\check{G}$-cap $\omega < \varepsilon$, *et tel que la restriction de* $G\mu$ *à* $\complement\omega$ *soit finie et continue.*

Comparaison des capacités pour G *et* $\check{G}$:

PROPOSITION 1. — *Soit* G *régulier; soit* K *compact* $\subset$ E.

Alors

$$(\text{G-cap}\,K = 0) \Rightarrow (\check{G}\text{-cap}\,K = 0).$$

PROPOSITION 2. — *Si* G *est très régulier, les ensembles de capacité extérieure nulle sont les mêmes pour* G *et* $\hat{G}$.

[Utiliser des résultats antérieurs ([2]) et le lemme suivant.]

LEMME. — *Si* G *satisfait au principe du maximum* h-dilaté ([2]) *on a pour tout compact* K,

$$\check{G}\text{-cap}\,K \leq 4h\,\text{G-cap}\,K.$$

Mesures normales et mesures singulières :

DÉFINITION 2. — *Pour tout noyau* G *sur* E, *une mesure* $\mu \in \mathcal{M}_+$ *est dite* G-normale *si* $\mu = \lim$ *croissante* μ_n, *où chaque* $G\mu_n$ *est fini continu. Une mesure* μ *est dite* G-singulière *si aucune* $\mu' \leq \mu$ *n'est* G-normale.

Toute mesure μ se décompose d'une façon et d'une seule en une partie normale et une partie singulière.

PROPOSITION 3. — *Soit* G *régulier; soit* μ *une mesure* G-*normale. Pour tout* $\varepsilon > 0$, *il existe* $\eta > 0$ *tel que pour tout* $X \subset E$:

$$(\text{G cap}^* X < \eta) \Rightarrow (\mu(X) < \varepsilon).$$

PROPOSITION 4. — *Soit* G *très régulier; alors :*

1° *Les mesures normales (resp. singulières) sont les mêmes pour* G *et* $\check{G}$;

2° (μ *singulière*) $\rightleftarrows$ (μ *portée pour un ensemble de* cap. ext. 0);

3° *Pour toute* μ, *ses parties singulière et normale sont ses traces sur* $I(\mu)$ *et* $\complement I(\mu)$.

3. CONVERGENCE DES POTENTIELS. — THÉORÈME 2 (de convergence). — *Soit* G *très régulier. Pour toute suite convergente* $(\mu_n) \to \mu$, *telle que quasi-partout* $G\mu_n(x) \to f(x)$, *on a quasi-partout* $G\mu(x) = f(x)$.

Pour le montrer on se ramène d'abord, en utilisant le théorème 1, à l'étude des restrictions des $G\mu_n$ et $G\mu$ à un compact K sur lequel ces restrictions soient finies continues et sur lequel f soit défini.

Soit A (resp. $A_{p,q}$) l'ensemble des $x \in K$ tels que $f(x) > G\mu(x)$ [resp. $G\mu_{p+n} \geq G\mu(x) + 1/q$ pour tout $n \geq 1$]; l'ensemble $A_{p,q}$ est compact et $A = \bigcup_{p,q} A_{p,q}$.

On montre alors que $\text{cap}\, A_{p,q} = 0$, en utilisant la formule

$$\int G\pi\, d\nu = \int \check{G}\nu\, d\pi.$$

Variation de $G\mu$ *en fonction* de μ :

PROPOSITION 5. — *Supposons* E *métrique; alors* $\mathfrak{M}_+$ *est métrisable* (*distance* d). *Soit* G *un noyau, fini et continu hors de* Δ. *Pour tout* $\varepsilon > 0$, *il existe* $\eta > 0$ *tel que, pour tout* $h > 0$:

$$(\|\mu\| < 1,\ \|\nu\| < 1,\ d(\mu, \nu) < \eta) \Rightarrow |G\mu(x) - G\nu(x)| < h$$

sauf sur un ensemble A, *réunion finie d'ensembles* A_i *de diamètre* $\delta(A_i) < \varepsilon$, *et tels que* $\sum_i \check{G}\text{-cap}^\star A_i < 1/h$.

Il est faux, même pour un noyau newtonien, que si $\mu_n \to \mu$, il existe une sous-suite telle que $G\mu_{n_i}(x) \to G\mu(x)$ quasi-partout. Ce sont les potentiels continus qui fournissent la bonne topologie sur l'ensemble des potentiels : Soit $\nu_0 \in \mathfrak{M}_+$ avec $\check{G}\nu_0$ finie continue; pour $\mu \in \mathfrak{M}_+$ on a

$$\int G\mu\, d\nu_0 = \int \check{G}\nu_0\, d\mu < \infty\ ;$$

donc tout $G\mu$ est élément de l'espace L_{ν_0} des fonctions ν-intégrables, avec la norme $\|\varphi\| = \int |\varphi|\, d\nu_0$.

THÉORÈME 3. — *Pour tout noyau G, et toute* $\nu_0 \in \mathfrak{M}_+$ *de* $\check{G}$-*potentiel continu, l'application* $\mu \to G\mu$ *de* $\mathfrak{M}_+$ *dans* L_{ν_0} *est continue.*

COROLLAIRE 1. — *Si une suite* $\mu_n \to \mu$, *on peut en extraire une sous-suite dont les* G-*potentiels convergent* ν_0-*presque partout vers* $G\mu$.

APPLICATION. — *Soit* G *très régulier. Si* $(\mu_u) \to \mu$, *on a partout*

$$G\mu(x) \leq \liminf G\mu_n(x),$$

avec égalité quasi-partout.

COROLLAIRE 2. — *L'application* $\mu \to (G\mu)\nu_0$ *de* $\mathfrak{M}_+$ *dans* $\mathfrak{M}_+$, *est continue.*

COROLLAIRE 3. — *Si* ν_0 *est telle que* $\int G\mu\, d\nu_0 > 0$ *pour toute* $\mu > 0$, *le cône convexe* $\mathfrak{C}$ *des images dans* L_{ν_0} *des potentiels* $G\mu$ *a une base compacte; la restriction à* $\mathfrak{C}$ *de l'application* $\varphi \to \varphi\nu_0$ *de* L_{ν_0} *dans* $\mathfrak{M}_+$ *est alors une homéomorphie.*

PROPOSITION 6. — *Si* G *est très régulier, les énoncés suivants sont équivalents :*

1° $G\mu_1(x) = G\mu_2(x)$ *quasi-partout.*

2° $\|G\mu_1 - G\mu_2\|_{\nu_0} = 0$ *pour toute* ν_0 *de* $\check{G}$*-potentiel continu.*

3° $\|G\mu_1 - G\mu_2\|_{\nu_0} = 0$ *pour une* ν_0 *telle que* $S\nu_0 =$ *cœur* (³) *de* E (*s'il en existe une*).

Lorsque E est métrisable, il existe toujours une ν_0 telle que $S\nu_0 =$ G-cœur de E.

THÉORÈME 4. — *Soit* G *très régulier; soit* ν_0 *avec* $\check{G}\nu_0$ *continu et* $S\nu_0 =$ G-*cœur de* E. *Les énoncés suivants sont équivalents :*

1° *L'application* $\mu \to G\mu$ *de* $\mathfrak{M}_+$ *dans* L_{ν_0} *est une homéomorphie.*

2° *L'application* $\mu \to (G\mu)\nu_0$ *de* $\mathfrak{M}_+$ *dans* $\mathfrak{M}_+$ *est une homéomorphie.*

3° *L'ensemble des* $\check{G}\nu$ *continus est total dans* $\mathcal{C}(E)$.

4° $[G\mu_1(x) = G\mu_2(x)$ *quasi-partout*$] \Rightarrow (\mu_1 = \mu_2)$.

C'est le théorème de base qui relie la théorie fine à la théorie des potentiels-mesures. L'équivalence de 3° et 4° ne dépend pas de l'existence de ν_0; c'est une conséquence du théorème de Hahn-Banach.

[Il existe G symétrique, très régulier, tel que ($G\mu_1(x) = G\mu_2(x)$ q. p.) n'entraîne pas ($G\mu_1 = G\mu_2$).]

Suites croissantes de potentiels. — Soit G tel que l'ensemble des x vérifiant $G\mu(x) \leq h$ ne soit pas de G-capacité 0 au voisinage de x_0 si $G\mu(x_0) < h$. Alors : 1° Si $(\mu_n) \to \mu$, avec $(G\mu_n)$ croissante, on a $G\mu = \lim . G\mu_n$; 2° $[G\mu_1(x) = G\mu_2(x)$, G-q. p.$] \Rightarrow (G\mu_1 = G\mu_2)$.

Topologie fine. — La topologie G-fine sur E est la moins fine rendant continus les $G\mu$ bornés ($\mu \geq 0$). Si $A \subset E$, A est G-*effilé* en $x_0 \in E$ si x_0 est G-finement isolé dans $(x_0 \cup A)$.

Problèmes. — Si A est G-effilé en tout point, est-il de capacité ext. nulle? Tout compact de capacité 0 est-il G-effilé partout?

(¹) *Voir* G. CHOQUET, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 635.

(²) *Voir* définition 3 et corollaire des propositions 1 et 2 dans CHOQUET, *loc. cit.*

(³) Le G-cœur de E est le complémentaire du plus grand ouvert de G-capacité nulle de E.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la structure des corrélations triples en turbulence homogène associée à un champ de vitesses moyennes.* Note (*) de M. **ANTOINE CRAYA**, transmise par M. Henri Villat.

Utilisant une expression nouvelle du tenseur spectral Φ_{ijk} à l'aide de quatre scalaires, des équations réduites sont formées permettant de les calculer à partir des corrélations quadruples. L'hypothèse où ces dernières s'expriment simplement en fonction des corrélations doubles est notamment considérée.

La présente Note poursuit l'exploration théorique de l'anisotropie imposée à la turbulence homogène par un champ de vitesses moyennes caractérisé par

$\partial u_i/\partial x_k = \lambda_{ik}$. Nous avons montré ([1]) que le calcul numérique du tenseur spectral Φ_{ij} est possible en fonction du tenseur Ω_{ij} formé à partir des corrélations triples. Bien qu'il soit admissible pour une première approximation de s'arrêter à une structure isotrope pour Ω_{ij} il est important d'étudier également la structure de ce dernier tenseur.

Nous utilisons pour cela l'équation des corrélations triples que nous avons établie précédemment ([2]) et dont nous rappelons la forme abrégée :

$$\Psi_{ijk} = \Omega_{ijk} - \nu(k^2 + k'^2 + k''^2)\,\Phi_{ijk}$$

Nous supposons Ω_{ijk} connu et nous proposons de calculer Φ_{ijk}. Cette résolution est possible grâce à la propriété que nous avons démontrée ([3]) pour Φ_{ijk} de pouvoir s'exprimer dans le cas général d'un fluide incompressible à l'aide seulement de quatre scalaires Γ et θ, Ψ et Ω. La même propriété s'applique à Ψ_{ijk} et le premier objectif est d'en former les scalaires de base que nous désignons par Γ_t θ_t Ψ_t et Ω_t en fonction des premiers. Passant sur les développements assez longs de cette détermination nous nous bornons à en donner le résultat final.

Appelant φ φ' φ'' les angles des vecteurs $(\vec{k}, \vec{k}')$, $(\vec{k}', \vec{k}'')$ et $(\vec{k}'', \vec{k})$ et compte tenu de la condition d'incompressibilité $\lambda_{ii} = 0$ nous obtenons :

$$\Gamma_t = -\lambda_{lm}\frac{k^2k'^2\sin^3\varphi}{k''}\left(k_l\frac{\partial}{\partial k_m} + k'_l\frac{\partial}{\partial k'_m}\right)\left[\frac{k''}{k^2k'^2\sin^3\varphi}\Gamma\right]$$
$$+ 2\lambda_{lm}[\beta'_l\gamma_m\Psi + \beta_l\gamma_m\Psi' + \beta''_l\gamma_m\Psi''],$$

$$\Psi_t = -\lambda_{lm}\sin\varphi''\left(k_l\frac{\partial}{\partial k_m} + k'_l\frac{\partial}{\partial k'_m}\right)\left[\frac{1}{\sin\varphi''}\Psi\right]$$
$$+ \lambda_{lm}(\gamma_l\beta'_m - \beta'_l\gamma_m)\,\Gamma + 2\lambda_{lm}(\beta''_l\gamma_m\theta' + \beta_l\gamma_m\theta''),$$

$$\theta_t = -\lambda_{lm}\frac{1}{kk'^2\sin\varphi}\left(k_l\frac{\partial}{\partial k_m} + k'_l\frac{\partial}{\partial k'_m}\right)[kk'^2\sin\varphi\,\theta]$$
$$+ \lambda_{lm}[(\gamma_l\beta''_m - \beta''_l\gamma_m)\,\Psi' + (\gamma_l\beta_m - \beta_l\gamma_m)\,\Psi''] + 2\lambda_{lm}\beta'_l\gamma_m\Omega,$$

$$\Omega_t = -\lambda_{lm}\frac{1}{(kk'\sin\varphi)^3}\left(k_l\frac{\partial}{\partial k_m} + k'_l\frac{\partial}{\partial k'_m}\right)[(kk'\sin\varphi)^3\Omega]$$
$$+ \lambda_{lm}[(\gamma_l\beta'_m - \beta'_l\gamma_m)\,\theta + (\gamma_l\beta_m - \beta_l\gamma_m)\,\theta' + (\gamma_l\beta''_m - \beta''_l\gamma_m)\,\theta''].$$

La deuxième étape est de former les scalaires de base de Ω_{ijk} que nous désignons par Γ_q, θ_q, Ψ_q, Ω_q ; une hypothèse est ici nécessaire sur les corrélations quadruples, par exemple celle de Proudman et Reid les reliant aux corrélations doubles comme pour une loi de probabilité normale ([2]). Le calcul, d'ailleurs sans difficulté, effectué dans ces conditions et pour Φ_{ij} le plus général, conduit à des expressions assez longues que nous ne donnerons pas. Il nous paraît, en effet préférable, au moins en première analyse, de s'arrêter à la forme isotrope de Ω_{ijk} correspondant à $\Phi_{ij} = \Phi\Delta_{ij}$. On obtient dans ce cas le résultat très

simple (Ψ_q et Ω_q sont nuls) :

$$\Gamma_q = \frac{\sin\varphi}{k''}[k^2\Phi(\Phi''-\Phi') + k'^2\Phi'(\Phi-\Phi'') + k''^2\Phi''(\Phi'-\Phi'')],$$
$$\theta_q = k\sin\varphi\,\Phi'(\Phi-\Phi'').$$

Le calcul du scalaire de base Γ par exemple, s'effectue dès lors à partir de l'équation :

$$\Gamma_t = \Gamma_q - \nu(k^2+k'^2+k''^2)\Gamma,$$

et de même pour Ψ, θ et Ω. Le cas particulier où λ_{ik} correspond à une déformation pure apporte une simplification importante en annulant les termes en θ, θ' et θ'' dans Ω_t, ceux en Ψ' et Ψ'' dans θ_t, celui en Γ dans Ψ_t Pour une déformation pure plane notamment, $\lambda_{11} = -\lambda_{22} = a$, il y a avantage à substituer à k_1, k_2 (et k'_1, k'_2) les coordonnées curvilignes

$$2x_1 = k_1^2 - k_2^2, \qquad 2x_2 = 2k_1k_2,$$

grâce auxquelles on a

$$\lambda_{lm}\left(k_l\frac{\partial}{\partial k_m} + k'_l\frac{\partial}{\partial k'_m}\right) = a\left(\frac{\partial}{\partial x_1} + \frac{\partial x'_1}{\partial}\right),$$

et la détermination successive de Γ, Ψ, θ et Ω se ramène à des quadratures.

Le tenseur Φ_{ijk} étant complètement déterminé à partir de Γ, θ et Ψ, Ω, on trouve aisément à partir de la définition (2) de Ω_{ij}, son expression en fonction de ces derniers :

$$\Omega_{ij} = \int k'\sin\varphi'[\cos\varphi(\Gamma+\Gamma^*)\beta_i\beta_j + (\theta''+\theta''^*)\gamma_i\gamma_j$$
$$+ (\Psi'\cos\varphi + \Psi^*)\beta_i\gamma_j + (\Psi + \Psi'^*\cos\varphi)\gamma_i\beta_j]\,d\vec{k}'.$$

Nous rappelons que si la turbulence a un centre de symétrie, Φ_{ijk} (et ses scalaires de base) sont réels.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1448.

(2) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 847.

(3) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 560.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Étude théorique de diffusion saline turbulente en conduite, en régime permanent.* Note (*) de M. **Roger Lièvre**, transmise par M. Henri Villat.

La distribution de concentration fournie par un type d'injection ponctuel, est établie à partir des solutions de l'équation de diffusion. Ensuite l'incidence des hypothèses de calcul sur les solutions obtenues est examinée.

Dans une Note précédente, nous avons obtenu les solutions de l'équation de

la diffusion. Soit maintenant $c(z, \theta, 0)$ la concentration en $\xi = 0$, la concentration à l'abscisse ξ sera donnée par

$$(9) \qquad c(z, \theta, \xi) = \sum_{m=0}^{m=\infty} (b_{mp} \cos m\theta + c_{mp} \sin m\theta) \sum_{p=0}^{p=\infty} f_{mp}(z)\, e^{-\beta_{mp}\xi}$$

les coefficients b_{mp} et c_{mp} étant calculés suivant le procédé classique applicable aux fonctions orthogonales.

On peut, par exemple, partir de la section d'injection et assimiler le jet de saumure à une émission quasi-ponctuelle.

Il faut toutefois remarquer que l'émission de sel se fait en général par un jet qui induit une diffusion turbulente différente de celle du régime en conduite, et plus élevée en tous cas. Ce mode de calcul sous-estime donc le mélange par diffusion.

Nous calculerons de cette façon, la concentration fournie par une émission ponctuelle au point de coordonnées $z = z_0$, $\theta = 0$.

Les premiers termes utiles du développement sont, pour les valeurs numériques, $k = 0,4$ et $n = 21$. par ordre d'amortissement croissant :

$$(10) \qquad \begin{aligned} c(z, \theta, \xi) = 1 &+ 3,24\, z_0^{0,618}\, z^{0,618} \cos\theta \; e^{-0,0118\xi} \\ &+ 5,12\, z_0^{1,56}\, z^{1,56} \cos 2\theta \; e^{-0,297\xi} \\ &+ 7,08\, z_0^{2,54}\, z^{2,54} \cos 3\theta \; e^{-0,0484\xi} \\ &+ 8\left(1 - \frac{3}{2} z_0\right)\left(1 - \frac{3}{2} z\right) e^{-0,0571\xi} \\ &+ 9,06\, z_0^{3,53}\, z^{3,53} \cos 4\theta \; e^{-0,0673\xi} \\ &+ \ldots \end{aligned}$$

De cette formule on déduira aussitôt les distributions correspondant à une injection par tubulure centrale ($z_0 = 0$) et à une tubulure à la paroi ($z_0 = 1$). Celles-ci ont fait l'objet de mesures expérimentales qui seront présentées ultérieurement.

Nous examinerons maintenant quelle est la valeur des hypothèses de calcul introduites dans l'équation de diffusion.

Nous avons d'abord négligé le coefficient de diffusion longitudinale, devant le terme de convection; si nous reprenons l'équation (1) en supposant $k_3 = k_1 = k/6$ l'équation différentielle f s'écrira :

$$(11) \qquad z(1 - z) f'' + (2 - 3z) f' + \left(s + m^2 - \frac{m^2}{z} + \frac{\beta^2}{6}\right) f = 0.$$

Pour les valeurs numériques $k = 0,4$ et $n = 21$ on aura

$$(12) \qquad z(1 - z) f'' + (2 - 3z) f' + \left[s\left(1 + \frac{s}{16\,500}\right) + m^2 - \frac{m^2}{z} \right] f = 0.$$

Tant que s est inférieur à 8, le terme correctif relatif à la diffusion longitudinale est de l'ordre de $1/2\,000$ en valeur relative. Il est donc légitime de le négliger.

Une autre hypothèse, celle de la distribution uniforme des vitesses, mérite d'être étudiée. Aussi nous reprendrons le calcul pour une distribution à symétrie de révolution et une distribution de vitesse de la forme :

$$\frac{u(z)}{\mathrm{U}} = \frac{p+2}{p}(1 - z^p). \tag{13}$$

On est ainsi conduit à résoudre l'équation différentielle :

$$z(1-z)f'' + (2-3z)f' + s\frac{u(z)}{\mathrm{U}}f = 0. \tag{14}$$

Soit dans notre cas :

$$z(1-z)f'' + (2-3z)f' + \sigma(1-z^p)f = 0, \qquad \sigma = s\frac{p+2}{p}. \tag{15}$$

Les coefficients du développement de f fini pour $z = 0$:

$$f(z) = \sum_{n=0}^{n=\infty} a_n \mathrm{Z}^n \tag{16}$$

vérifient la relation de récurrence :

$$a_{n+1} = \frac{[n(n+2) - \sigma]\, a_n + \sigma . a_{n-p}}{(n+1)(n+2)}. \tag{17}$$

En général, la série (16) ne converge pas pour $z = 1$, sauf pour les valeurs propres de σ. Ces valeurs propres peuvent être obtenues à partir de l'équation de continuité :

$$\int_0^1 f(z, \sigma)\, z(1 - z^p)\, dz = 0. \tag{18}$$

Pour établir cette propriété, multiplions les termes de (15) par z et intégrons de 0 à 1, il vient :

$$[f' z^2(1-z)]_0^1 + \int_0^1 f(z, \sigma)\, z(1-z^p)\, dz = 0. \tag{19}$$

f est fini au point $z = 0$, mais possède un point logarithmique en général, au point $z = 1$, la dérivée f' est donc de la forme $a/(1 - z)$ et le terme entre crochets n'est pas nul. Pour les valeurs propres σ, f reste fini, le terme entre crochets est nul et la relation (18) est bien vérifiée. L'intégration terme à terme de f, selon (18) conduit à la série :

$$\mathrm{F}(\sigma) = \sum_{n=0}^{n=\infty} a_n \frac{p}{(n+2)(n+p+2)}. \tag{20}$$

La convergence est lente. Nous avons calculé la première racine, $\sigma = 4{,}166$, en utilisant 17 termes, pour $p = 6$. La valeur correspondante de s est : 3,1245 au lieu de $s = 3$ dans le cas d'une distribution uniforme des vitesses.

Ainsi, le fait de supposer uniforme la distribution de vitesse conduit à un résultat acceptable en première approximation.

(*) Séance du 11 mars 1957.

AÉRODYNAMIQUE DES TURBOMACHINES. — *Détermination expérimentale de la vitesse de rotation du décollement tournant dans une machine axiale par un phénomène induit.* Note (*) de MM. **André Jaumotte** et **Simon Goldstein**, transmise par M. Frans van den Dungen.

1. Nous considérons une machine génératrice axiale à un seul étage dans sa zone de fonctionnement avec décollement tournant. Lorsqu'on désire déterminer la vitesse absolue de rotation du décollement tournant, la mesure est en général faite grâce à une sonde sensible à la valeur instantanée d'une variable de l'écoulement : vitesse (anémomètre à fil chaud), pression totale ou statique (capteur dynamique de pression) ou encore température. Le décollement produit une perturbation suffisante de l'écoulement pour que la sonde de mesure puisse être placée en amont comme en aval du rotor étudié.

S'il y a plusieurs zones de décollement, la fréquence observée est égale au produit du nombre de régions décrochées par la vitesse de rotation du décollement tournant.

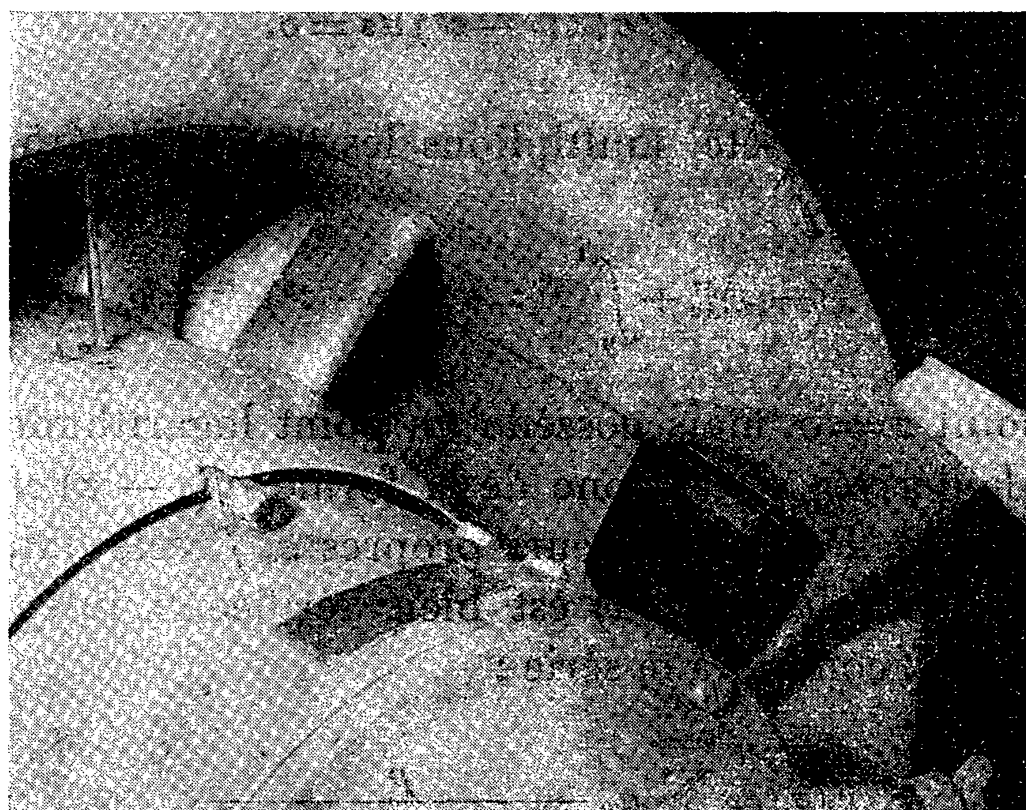


Fig. 1. — Tachymètre à lame vibrante à l'entrée du ventilateur.

On peut déterminer le nombre de zones décrochées en utilisant deux sondes dont la position angulaire relative est réglable.

2. Nous avons obtenu une mesure très simple et aisée grâce à un tachymètre à lame vibrante de longueur réglable (*fig.* 1), mis dans l'écoulement avec la lame dirigée dans la direction générale du flux et placée de façon à vibrer dans la direction périphérique. La longueur de la lame est réglée jusqu'à obtenir la résonance avec le décollement tournant. Cette résonance est nettement marquée; la fréquence est lue directement à la graduation de l'appareil. Par déplacement radial du tachymètre on peut déceler si le décollement s'étend sur toute la hauteur de l'ailetage. Notons que les perturbations dues au passage des ailettes sont trop faibles pour donner lieu à une résonance décelable par ce moyen.

La fréquence obtenue est égale au produit du nombre de zones décrochées par la vitesse de rotation absolue du décollement tournant. Il est impossible de déterminer par ce moyen le nombre de régions décrochées.

3. Les fluctuations de l'écoulement produites par le décollement tournant induisent un effet sonore et des vibrations qui permettent la détermination du produit du nombre de zones décrochées par la vitesse de rotation du décollement.

La méthode consiste à effectuer l'analyse harmonique du bruit ou des vibrations avant et après l'apparition du décollement tournant. La comparaison des spectrogrammes révèle immédiatement le pic d'intensité apparaissant avec le phénomène et sa fréquence.

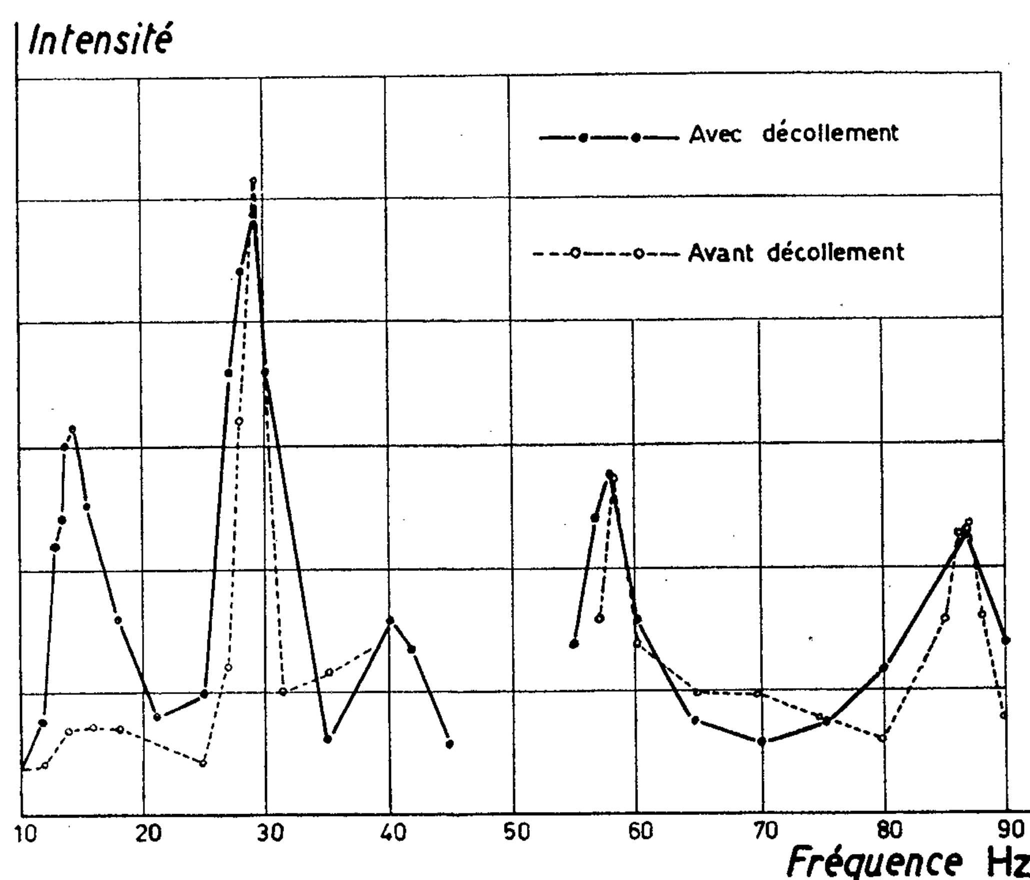


Fig. 2. — Spectre de fréquences du bruit sans et avec décollement tournant.

La figure 2 donne une partie du spectre du bruit émis par un ventilateur axial, tournant à 1750 t/min, relevé avant et après l'apparition du décollement tournant, dont la vitesse est de 14 t/s.

Les figures 3 et 4 donnent le détail de l'analyse du bruit et des vibrations au voisinage de la fréquence intéressante, avec et sans décollement tournant, pour plusieurs vitesses de rotation de la machine. Ces figures montrent

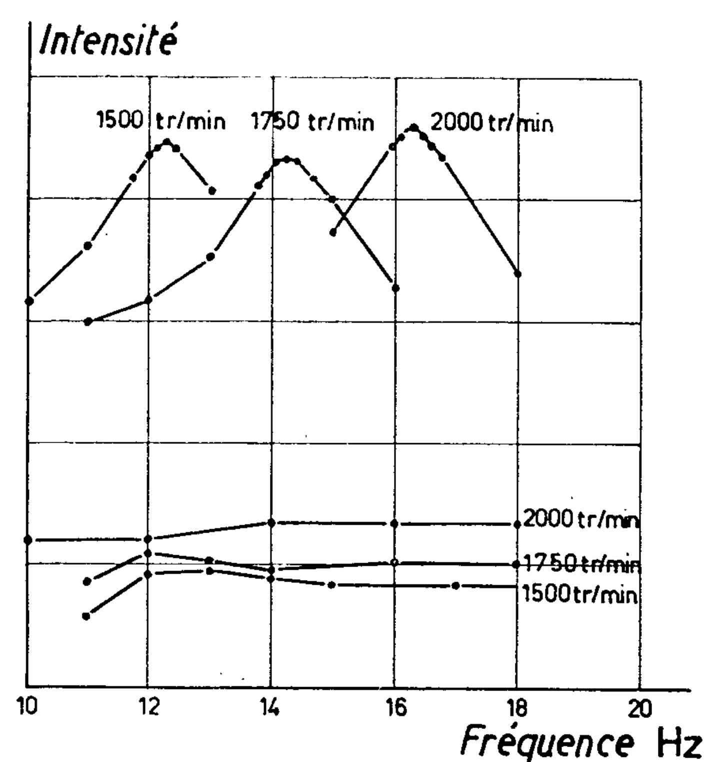


Fig. 3. — Détail de l'analyse du bruit sans et avec décollement tournant pour plusieurs vitesses de rotation de la machine.

que le maximum est nettement marqué et les déterminations précises. Il faut noter que le bruit n'est pas d'intensité constante et que la mesure

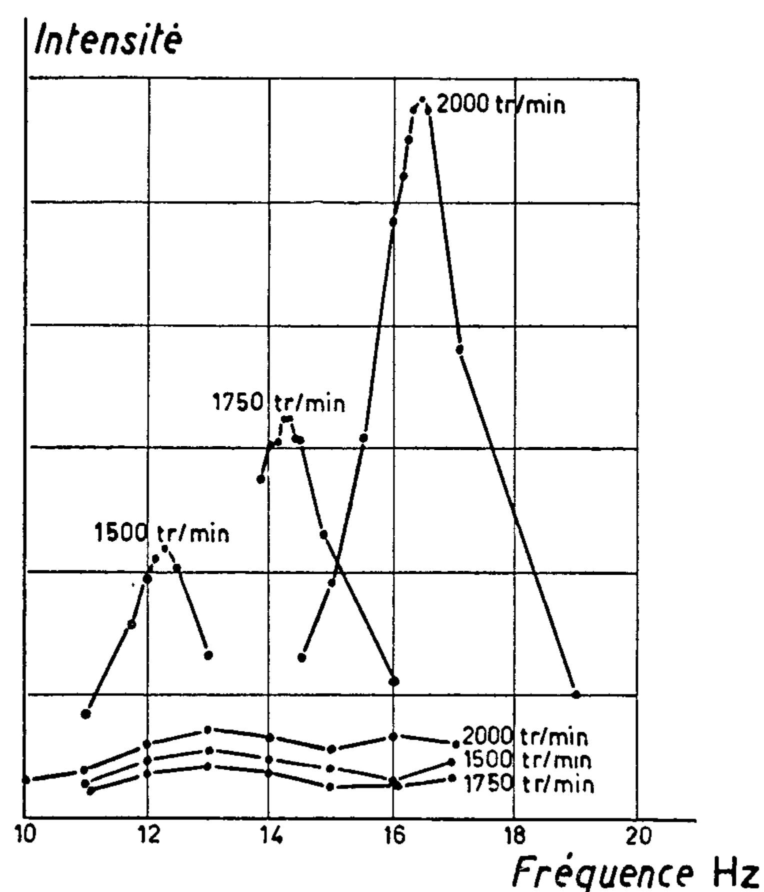


Fig. 4. — Détail de l'analyse des vibrations sans et avec décollement tournant pour plusieurs vitesses de rotation de la machine.

de l'intensité moyenne exige, pour chaque fréquence, une moyenne de 10 à 25 lectures effectuées à des intervalles de temps égaux (par exemple 2 s).

Pour la mesure par vibrations, le capteur est fixé à l'enveloppe de la

machine. Le capteur que nous avons utilisé donne une tension proportionnelle à la vitesse de déplacement du corps vibrant. Cette tension est décomposée à l'analyseur harmonique.

En conclusion, *le produit de la vitesse de rotation du décollement tournant d'une machine axiale à un étage par le nombre de régions décrochées peut être déterminé à partir d'un phénomène induit comme le bruit ou les vibrations, grâce à un analyseur harmonique électrique permettant la décomposition de la tension fournie par le capteur (microphone ou capteur de vibrations).*

(*) Séance du 4 mars 1957.

BALISTIQUE INTÉRIEURE. — *Au sujet de la pression de détonation.* Note de M. **Jean Berger**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Description d'une méthode permettant d'obtenir rapidement une valeur approchée de la pression de détonation des explosifs solides classiques.

Méthode générale. — La méthode générale de calcul des caractéristiques de détonation d'un explosif consiste à résoudre les équations suivantes :

(1) $$\Delta D = \frac{D - u}{v}$$ (continuité),

(2) $$p = \Delta D u$$ (quantités de mouvement),

(3) $$E - E_0 = \frac{1}{2} p \left(\frac{1}{\Delta} - v\right)$$ (énergie),

(4) $$p(v - \alpha) = n RT$$ (état)

Δ, densité de chargement (g/cm^3); D, vitesse de l'onde de détonation; u, vitesse des gaz sur le front de détonation; p, pression de détonation; v, volume; α, covolume; n, nombre de molécules par gramme de gaz brûlés.

Il faut joindre à ce système les équations chimiques et la condition de Chapman-Jouguet, qui exprime que la vitesse relative de l'onde de détonation est égale à la célérité locale du son.

Il est clair que D, u, v, p et T sont des grandeurs interdépendantes, de sorte que les erreurs commises sur l'évaluation de la température, entraîneront une erreur sur l'estimation de la pression. Or l'équation la plus incertaine du système précédent est l'équation d'état; il est donc particulièrement intéressant de s'en affranchir lorsque l'on ne s'intéresse pas au calcul de la température.

Relation de Jones. — Il a été montré ([1]), indépendamment de l'équation d'état, que l'on pouvait calculer la pression de détonation par la formule

(5) $$p = \frac{\Delta D^2}{2 + J} \frac{1}{1 + \dfrac{d \log D}{d \log \Delta}},$$

avec

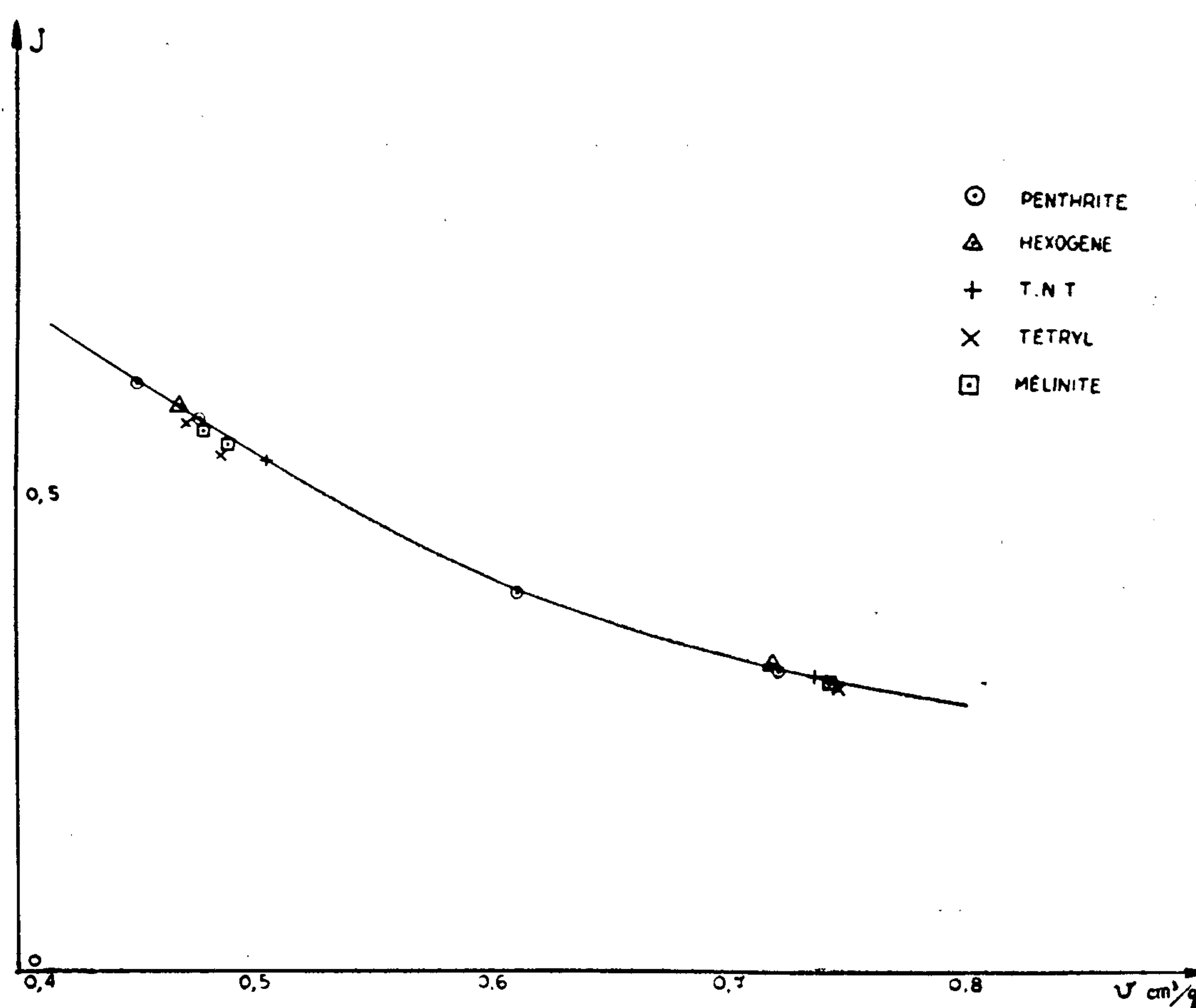
$$\frac{1}{J} = \left\{ \frac{C_p}{p} \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p - 1 \right\}. \tag{6}$$

On voit donc, si l'on excepte le facteur J qui nécessite le choix d'une équation d'état, que la pression de détonation peut se déduire de mesures de la vitesse de détonation en fonction de la densité de chargement Δ.

Valeurs moyennes de J. — Il a été montré [2], pour un grand nombre d'explosifs purs, que le covolume α pouvait être considéré comme une fonction de la seule variable v. Partant des équations (4) et (6) on déduit alors

$$\frac{1}{J} = \frac{C_v}{nR} \left(1 - \frac{d\alpha}{dv} \right).$$

Or le calcul, effectué pour une douzaine d'explosifs classiques, montre que la quantité C_v/nR est constante à 5 % près environ, de sorte que le coefficient J apparaît comme une fonction de la seule variable v (*figure*).



Calcul de la pression de détonation. — On constate que J varie à peu près de 0,2 à 0,6 et, comme c'est le facteur $2 + J$ qui intervient dans la formule de Jones, on aura une bonne approximation de la pression en prenant pour valeur d'approche $v = (3/4)(1/\Delta)$ (approximation communément admise) et se reportant à la figure.

Par ailleurs la variation de la vitesse de détonation avec la densité de

chargement est généralement linéaire et l'on constate que la dérivée $d\log D/d\log \Delta$ varie assez peu d'un explosif à l'autre (de 0,6 à 0,8 environ); il est donc également possible d'avoir, en dehors de toute expérimentation, une valeur approchée du second facteur de la formule de Jones.

Nous conclurons finalement de la discussion qui précède que l'on peut écrire, pour tous les explosifs classiques :

$$0,2 < \frac{p}{\Delta D^2} < 0,3.$$

Ce résultat recoupe une étude statistique que nous avons effectuée sur un grand nombre d'explosifs et qui nous a montré que l'on peut admettre comme valeur moyenne $u \sim 0,22\,D$; il découle alors de l'équation des quantités de mouvement que $p \sim 0,22\,\Delta D^2$, relation simple fixant la pression en fonction de la densité de chargement et de la vitesse de l'onde de détonation.

(1) H. JONES, *Third Symposium on Combustion Flame and Explosion Phenomena*, 1949.

(2) M. A. COOK, *J. Chem. Phys.*, 15, 1947, p. 518.

BALISTIQUE INTÉRIEURE. — *Détermination directe de la vitesse des gaz brûlés derrière le front de détonation d'un explosif solide.* Note de M. **JEAN VIARD**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Méthode expérimentale basée sur le marquage d'une tranche de matière et l'utilisation de la radiographie-éclair pour déterminer la vitesse des gaz brûlés derrière un front de détonation.

Principe de l'expérience. — Lors du passage du front de détonation se propageant à la vitesse D dans un explosif au repos, la matière gazeuse acquiert brusquement une vitesse u, dirigée dans le même sens que D. Si l'on peut « marquer » une tranche de matière et repérer, à un instant donné, sa position par rapport au front de détonation, on pourra connaître u.

Dispositif expérimental. — Le « marquage » de la matière est effectué en insérant une feuille mince de plomb (épaisseur, 0,02 mm) dans une section à 45° d'une cartouche d'explosif à section carrée.

On admet que la feuille de plomb, grâce à sa faible épaisseur, est entraînée par les gaz brûlés à leur vitesse.

A un instant donné, la partie de la feuille de plomb qui n'a pas encore été atteinte par le front de détonation est restée en place, alors que la partie atteinte par la détonation s'est déplacée à la vitesse u (supposée constante) depuis que le front de détonation l'a traversée. La feuille de plomb prend une forme caractéristique du rapport u/D.

Cette forme est photographiée par une radiographie éclair de la cartouche en train de détoner. L'installation de radiographie-éclair utilisée fonctionne sous 300 kV et donne un temps de pose de 0,5 μs environ, avec un tube spécial à cathode froide et à anode conique. La figure 1 représente une radiographie obtenue avec une cartouche de côté 30 mm d'un explosif à large zone de réaction, détonant à 3 750 m/s, qui se trouvait disponible dans un conditionnement convenable.

Fig. 1.

Discussion. — On constate sur les radiographies que le front de détonation est sphérique, de rayon 37,5 mm. Il est possible de construire la courbe représentant la forme de la feuille de plomb F dans le plan médian de la cartouche (*fig.* 2).

Figure 2. Construction de l'ellipse

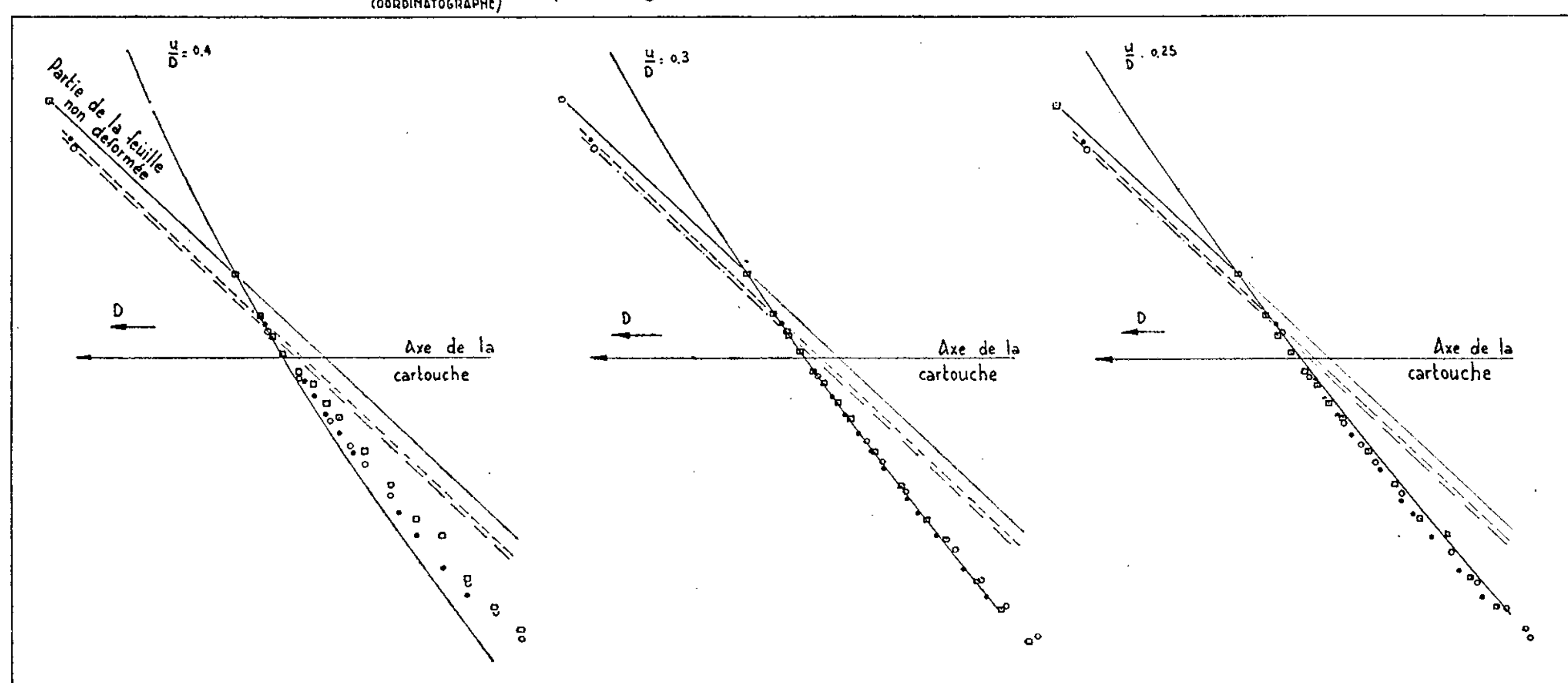
On a

$$\frac{\mu M'}{\mu M} = \frac{u}{D}.$$

La courbe cherchée est la transformée du cercle dans une affinité de rapport u/D, de direction D et admettant la droite F comme droite des points doubles. C'est donc une ellipse, dont deux diamètres conjugués sont $A'B' = AB \times u/D$ et le transformé du diamètre vertical du cercle.

FIGURE 3 AJUSTEMENT DE LA VALEUR DE $\frac{u}{D}$, PAR COMPARAISON DES ELLIPSES THÉORIQUES ET DES POINTS EXPÉRIMENTAUX

Points expérimentaux (Résultant de pointés au coordinatographe) { □ Radio 1 ; ○ " 2 ; ● " 3 } Ellipse ——



Ces diamètres conjugués étant constants en direction et en grandeur, l'ellipse se conserve, mais se déplace à la vitesse $\vec{u}$ lorsque la droite F se déplace à la vitesse $\vec{D}$.

On a construit (*fig.* 3) trois de ces ellipses correspondant à $u/D = 0,25$, 0,30 et 0,40, et porté sur ces graphiques les points expérimentaux résultant de trois radiographies. On constate que l'accord est très satisfaisant pour $u/D = 0,30$. Cet accord justifie d'ailleurs l'hypothèse faite d'une vitesse u pratiquement constante dans la zone de réaction.

Cette hypothèse n'est d'ailleurs plus vraie près du bord de la cartouche, en raison du caractère bidimensionnel de l'écoulement dans cette zone, et cela explique les divergences qui apparaissent dans la partie inférieure du graphique.

THERMODYNAMIQUE. — *Étude de la distillation d'eau chaude sans apport ultérieur de chaleur*. Note de MM. **Jean Savornin** et **Georges Lejeune**, présentée par M. Gustave Ribaud.

De l'eau, préalablement chauffée, s'évapore dans un récipient dont les parois sont à la température ambiante. Partant d'eau à 60°, on peut récupérer sur ces parois 3 à 4 % d'eau distillée; à 90°, ce pourcentage s'élève à plus de 6 %. De l'eau chauffée par la radiation solaire pourrait ainsi être distillée pendant la nuit, dans un évaporateur-condenseur.

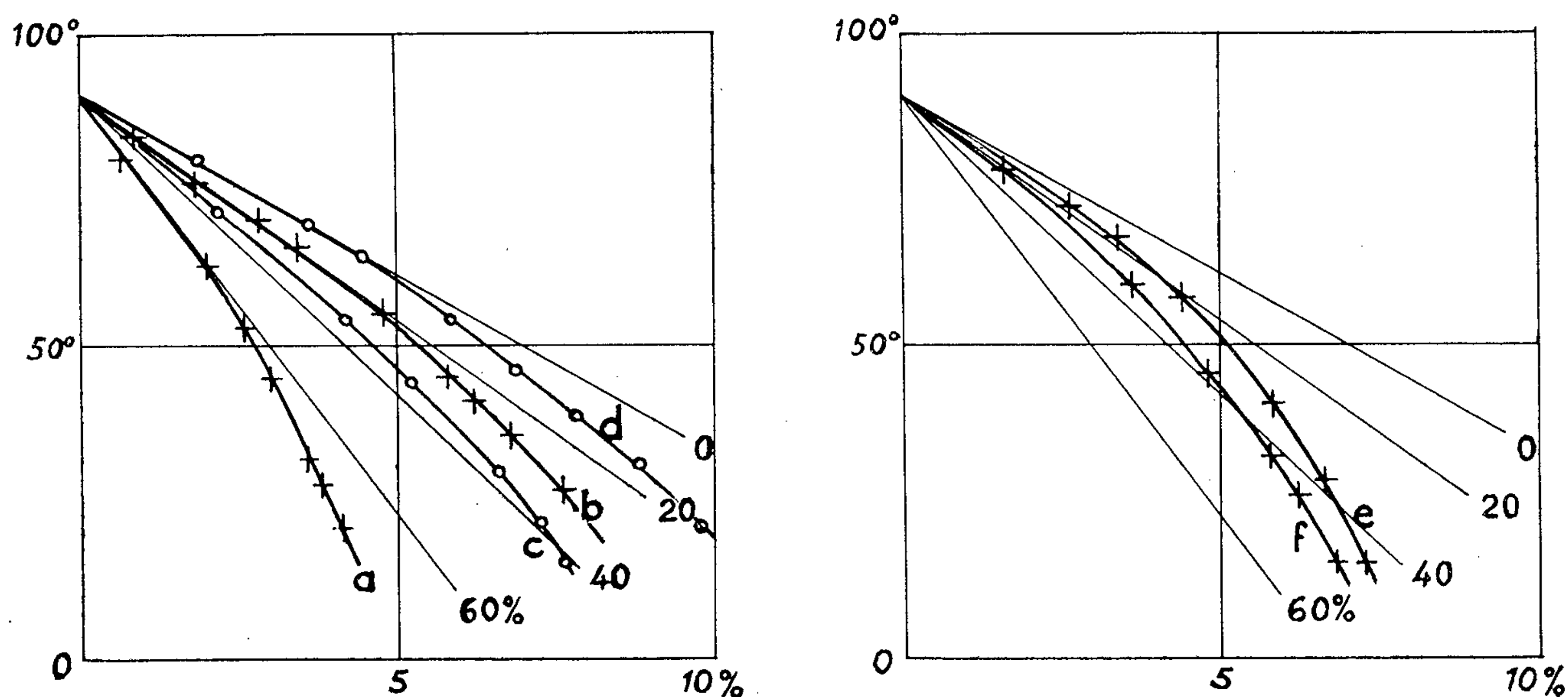
Nous avons précédemment montré [1] que le rendement des distillateurs solaires du type serre n'était pas augmenté par des améliorations de forme, ni par des modifications tendant à faciliter la convection pour amener l'air humide en contact avec des surfaces froides. Or, ces surfaces recueillent moins d'eau distillée que les vitres insolées : on doit penser que la vapeur d'eau se condense en grande partie dès qu'elle rencontre la vitre insolée, et que la température de l'air humide qui atteint les autres surfaces est déjà très basse.

C'est la conception même de l'appareil qui semble limiter le rendement; en effet, deux opérations opposées y sont effectuées : chauffage et évaporation de l'eau, puis condensation. Il serait peut-être avantageux de chauffer seulement l'eau dans des capteurs solaires, qui permettent d'obtenir des températures de 80° et même davantage, de la stocker dans des réservoirs calorifugés, et de l'envoyer dans un évaporateur-condenseur séparé.

Nous avons donc étudié l'évaporation et la condensation d'un volume d'eau chaude abandonné à lui-même. Si m_1 grammes d'eau sont pris à t_1^0, la vaporisation de dm nécessite L dm calories et la température baisse de dt, avec $m\,dt = \mathrm{L}\,dm$ (on suppose L constant). En l'absence d'autres pertes, la température baisserait jusqu'à la valeur ambiante, la masse m d'eau chaude diminuant suivant la loi : $m = m_1 \exp[(t - t_1)/\mathrm{L}_1]$. En réalité, seule une fraction de la chaleur abandonnée par l'eau sert à l'évaporation, le reste constitue des pertes; nous avons porté sur la figure les exponentielles correspondant ainsi à des pertes allant de 0 à 60 %, pour les valeurs $m_1 = 500$ g et $t_1 = 90°$ C choisies dans nos expériences : les températures t de l'eau sont en ordonnée, on a figuré en abscisse la fraction de la masse initiale m_1 qui disparaît par évaporation.

L'eau chaude était d'abord placée à l'air libre dans un bécher (surface 90 cm², hauteur d'eau 55 mm) non calorifugé : la courbe *a* montre que les pertes s'élèvent à plus de 60 %, la quantité d'eau évaporée ne dépasse pas 4,5 % lorsqu'on atteint la température ambiante (15°). Si l'on calorifuge les parois et le fond (courbe *b*), on réduit les pertes et 8 % de l'eau chaude s'évapore. Nous avons ensuite placé l'eau dans une capsule

cylindrique en porcelaine (surface 200 cm², hauteur d'eau 25 mm) non calorifugée : les pertes sont de 35 à 40 %, et 7,7 % de l'eau s'évapore (courbe *c*). Enfin, le même récipient soigneusement calorifugé permet d'obtenir une évaporation de 10 % (courbe *d*), les pertes très faibles au début n'atteignent pas 20 % à la fin de l'opération.



L'eau chaude a ensuite été évaporée dans l'atmosphère close d'une cloche de verre de 12 l dont les parois servaient de condenseur. Le bécher, bien calorifugé, était placé sur le plateau d'une balance et recouvert par la cloche renversée; un joint étanche cloche-bécher était légèrement ouvert au moment de chaque pesée. Les courbes d'évaporation obtenues (*e*, *f*) montrent que 7 à 7,5 % de l'eau chaude à 90° est ainsi évaporée. L'eau condensée sur les parois de la cloche peut être recueillie et pesée, on a trouvé que 75 à 80 % de l'eau évaporée est ainsi récupérée sous forme d'eau distillée. Au total, une fraction allant de 5 à 6,2 % de l'eau à 90° peut être obtenue sous forme distillée dans les meilleures conditions, pour une température ambiante de 20°; l'opération s'effectue en 1 h 30 à 2 h.

Nos courbes permettent de calculer la fraction obtenue lorsqu'on part d'eau à 60° : elle ne dépasse pas 3 à 4 %. Cette température est celle qu'atteint l'eau dans les distillateurs solaires (pendant une faible partie de la journée).

Comme dernière expérience, nous avons placé dans les bacs de nos distillateurs n^{os} 2 et 3 (*cf.* Note citée) de l'eau chaude à diverses températures, les appareils étant disposés à l'intérieur du laboratoire. Les pourcentages d'eau recueillie n'ont effectivement pas dépassé 3,1 % pour 60°, sur l'appareil qui présente le moins de pertes :

Eau chaude prise à......	50°.	60°.	70°.	80°.
Pourcentages d'eau distillée :				
Appareil n° 2....................	1,2	2,0	2,9	3,2
Appareil n° 3....................	2,4	3,1	3,3	3,5

Il résulte de toutes ces mesures que l'utilisation d'eau chauffée à 90° par l'énergie solaire (dans un collecteur sans concentration) et dirigée vers un évaporateur semble un procédé rationnel pour obtenir de l'eau distillée avec un bon rendement.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 32.

ÉLECTRICITÉ. — *Influence du support sur la conductibilité électrique de couches très minces d'or. Mesure du facteur de condensation.* Note de M. **Sen-Sik Minn** et Mlle **Suzanne Offret**, transmise par M. Eugène Darmois.

Nous avons étudié le facteur de condensation (1) au premier stade de l'évaporation pour des supports d'oxyde de bismuth, de fluorure de magnésium et de verre nu par la mesure des épaisseurs au moyen d'or radioactif Au 198. Nous n'avons pas trouvé de différences notables même pour des dépôts d'une épaisseur équivalente de 0,04 Å.

La conductibilité électrique de couches très minces d'or est très sensible à la nature du support (2), (3). Pour interpréter ce phénomène nous nous sommes proposés d'étudier l'influence du facteur de condensation de la vapeur d'or au premier stade de l'évaporation sur des supports d'oxyde de bismuth, de fluorure de magnésium et de verre « MO » en évaporant sous vide de l'or radioactif Au 198.

Les dépôts d'oxyde de bismuth ont été préparés par pulvérisation cathodique en atmosphère oxydante comme dans le travail précédent (4). Les couches de fluorure de magnésium ont été obtenues par évaporation thermique du sel sous vide sur des supports de verre chauffés à une température de 270° C environ (5) contrôlée avec un thermocouple enrobé dans le verre. L'or a été évaporé sous un vide de quelques 10^{-6} mm de mercure sur des supports maintenus à la température ordinaire à partir d'un creuset de molybdène quasi ponctuel ($\varnothing = 1,5$ mm) et porté à une température de 1550° C environ. La température était comparée à travers un pyromètre optique à celle d'un filament de tungstène (6) de $\varnothing = 0,3$ mm et 9 cm de longueur disposé sous vide, en croix avec l'évaporateur de sorte que l'erreur due à l'absorption du verre de la cloche soit compensée; de plus, nous avons tenu compte du coefficient d'émission du tungstène et du molybdène. A une distance de 16 cm de l'évaporateur nous avons disposé quatre plaquettes respectivement de verre nu, recouverte d'oxyde de bismuth, de fluorure de magnésium ou d'une couche épaisse d'or non radioactif. Les supports étaient symétriques par rapport à la source et la surface visible était un cercle de $\varnothing = 7,955 \pm 0,005$ mm. Pour minimiser l'effet de rétrodiffusion nous avons déposé sur le dos des plaques toutes les couches supports sauf celle qui se trouvait sur la face à étudier. De cette façon

nous avions des supports globalement identiques. Toutes ces précautions étant prises, les erreurs dues aux conditions géométriques et aux erreurs statistiques du comptage n'excédaient pas 1,5 %.

Les masses d'or condensées étaient mesurées au moyen d'un compteur cloche à rayons β en comparant le nombre de coups-minute obtenu pour chaque dépôt avec celui de dépôts étalons. Les étalons étaient préparés à partir d'une solution très diluée d'une quantité connue d'or radioactif dans l'eau régale. A l'aide d'une microburette quelques gouttes de cette solution étaient déposées dans une coupelle de verre de grand rayon de courbure et de même diamètre que la partie visible des supports. Ces coupelles de verre n'étaient pas dégraissées pour éviter que les gouttes de solution ne s'étalent en une forme irrégulière. Nous avons ensuite calculé l'épaisseur équivalente par la relation $e = m/d\mathrm{S}$, où m est la masse d'or mesurée, d la densité de l'or évaporé sous vide (18,88) et S la surface du dépôt.

Le facteur de condensation varie très peu avec l'épaisseur et aux erreurs d'expériences près ne présente pas d'écart appréciable suivant la nature du support employé. Le tableau donne quelques-unes des valeurs obtenues à partir de couches d'or de 4/100ᵉ d'angström. Il nous semblait que les différences de conductibilité électrique observées pouvaient être dues en partie à une différence dans le facteur de condensation au premier stade de l'évaporation. Nos résultats montrent qu'il n'en est rien. Les épaisseurs condensées sont les mêmes dès le premier stade. Il semble donc que les différentes conductibilités électriques observées soient dues à une différence de la mobilité de l'or sur les supports. Dans le cas d'un support d'oxyde de bismuth, l'or condensé ne présente au début aucune mobilité. En effet, une résistivité superficielle de $1,4.10^{12}\ \Omega$ apparaît pour une épaisseur de 4,4 Å. Les résistances obtenues pour cette épaisseur sont très stables en fonction du temps. Par contre, pour de plus fortes épaisseurs, la résistance varie un peu parce que les couches d'or suivantes se réarrangent

	Facteur de condensation		
Épaisseur (Å).	sur oxyde de Bi.	sur verre « MO ».	sur F_2Mg.
0,044	0,97	0,96	0,94
0,59	0,97	0,96	0,96
3,7	0,97	0,97	0,96

Toutefois, la stabilisation est rapide. Dans le cas d'un support de verre nu poli au feu, la surface du verre est plane mais les atomes d'or sont mobiles et la couche se granule; c'est pour cette raison qu'une résistivité superficielle de $1,1.10^{12}\ \Omega$ n'apparaît que pour une épaisseur équivalente de 32 Å. Pour un support de F_2Mg une conductivité équivalente n'apparaît que pour 75 Å environ. Nous avons observé que les résistivités des dépôts d'or

sur le fluorure de magnésium sont instables et qu'elles fluctuent autour d'une position d'équilibre.

(1) F. M. DEVIENNE, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 80.
(2) J. S. PRESTON et E. J. GILHAM, *Phil. Mag.*, 7e série, 46, 1955, p. 1051.
(3) L. HOLLAND et G. SIDDAL, *Vacuum*, 3, n° 4, 1953, p. 375.
(4) S. MINN et S. OFFRET, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2117.
(5) J. BANNON, *Nature*, London, 157, 1946, p. 446.
(6) W. L. BOND, *J. Opt. Soc. Amer.*, 44, n° 6, 1954, p. 429.

MAGNÉTISME. — *Magnétorésistance des lames minces de bismuth.* Note de MM. **PIERRE HUET** et **ANTOINE COLOMBANI**, présentée par M. Gustave Ribaud.

L'étude de la magnétorésistance transversale des lames minces de bismuth, observée quand le champ magnétique est perpendiculaire au plan du courant a pu être menée à bien en utilisant la technique déjà décrite (1), (2), (3). Comme pour l'effet Hall (2) le coefficient de magnétorésistance ne devient important et reproductible qu'après recuit et fusion sous vide du dépôt thermique de bismuth.

Précisons dès maintenant que le maximum de variation ΔR de la résistance électrique, de valeur initiale R, est obtenu en utilisant des dépôts de faible longueur L devant la largeur l. La courbe de la figure 1, valable pour toutes les épaisseurs, indique la variation du coefficient $\Delta R/R$ % en fonction de L/l. Nous avons utilisé le rapport 1/10.

Dans ces conditions, pour des courants continus de quelques milliampères, des champs constants pouvant atteindre 35 000 Oe et une gamme d'épaisseurs comprises entre 25 et 2 800 Å, nous avons obtenu les résultats expérimentaux suivants :

Quel que soit le champ ou l'épaisseur de la lame il y a toujours augmentation de la résistance électrique.

La variation du coefficient $\Delta R/R$ en fonction du champ pour différentes épaisseurs est représentée sur la figure 2. Aucun phénomène de saturation n'est visible sur ces courbes dans l'intervalle d'intensité de champ employé. Entre 15 000 et 35 000 Oe leur allure, qui rappelle celle des courbes de charge d'espace, est convenablement donnée par la formule $\Delta R/R = k\,H^{3/2}$. A champ constant la valeur de $\Delta R/R$ c'est-à-dire de k en fonction de l'épaisseur est représentée sur la figure 3.

Pour chaque valeur du champ, $\Delta R/R$ paraît tendre vers une limite aux fortes épaisseurs. Par contre, au-dessous de 200 Å, dans le domaine entièrement semi-conducteur, le coefficient $\Delta R/R$ est proportionnel à l'épaisseur pour toutes les valeurs du champ. Enfin entre 200 et 1500 Å,

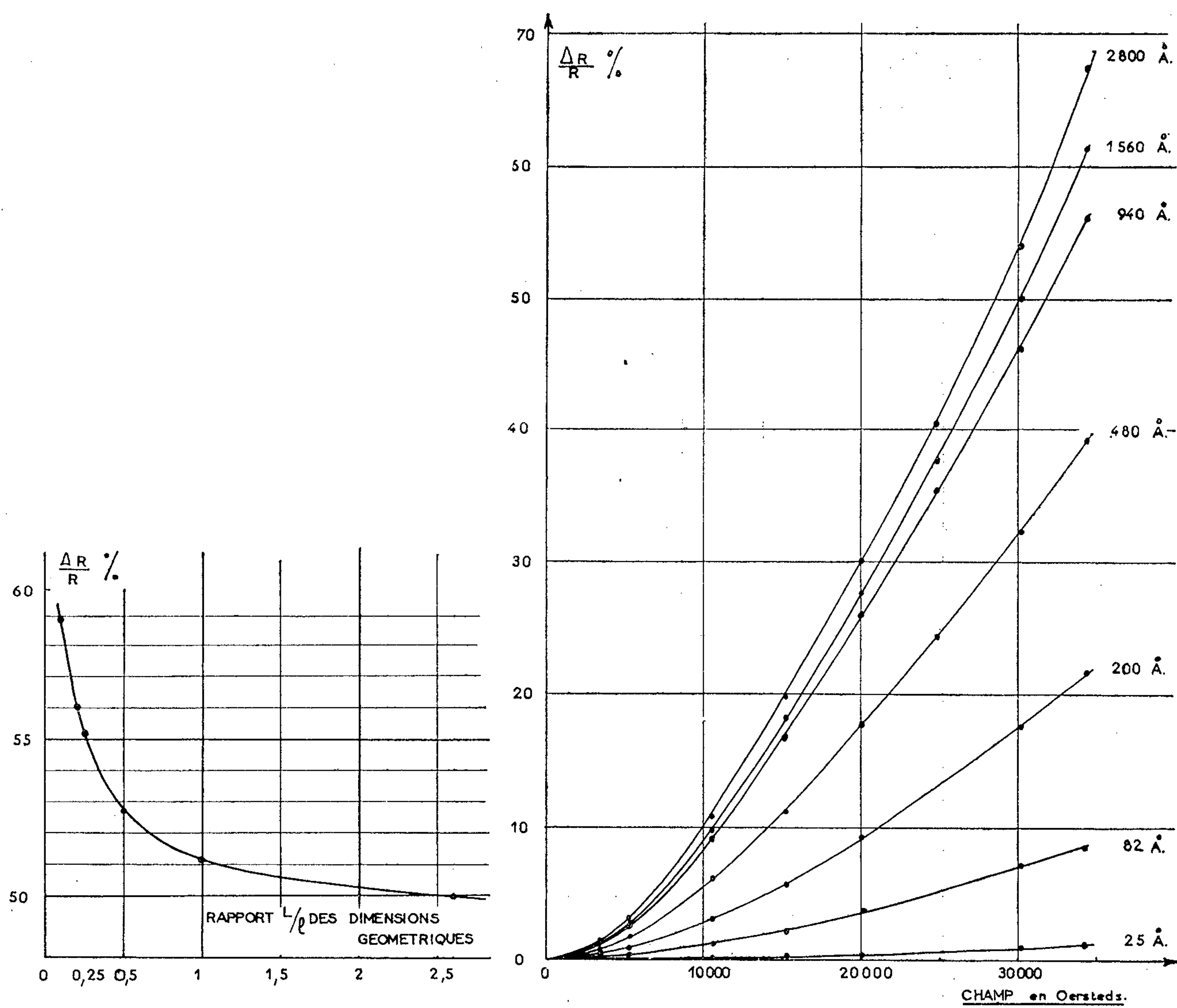


Fig. 1.

Fig. 2.

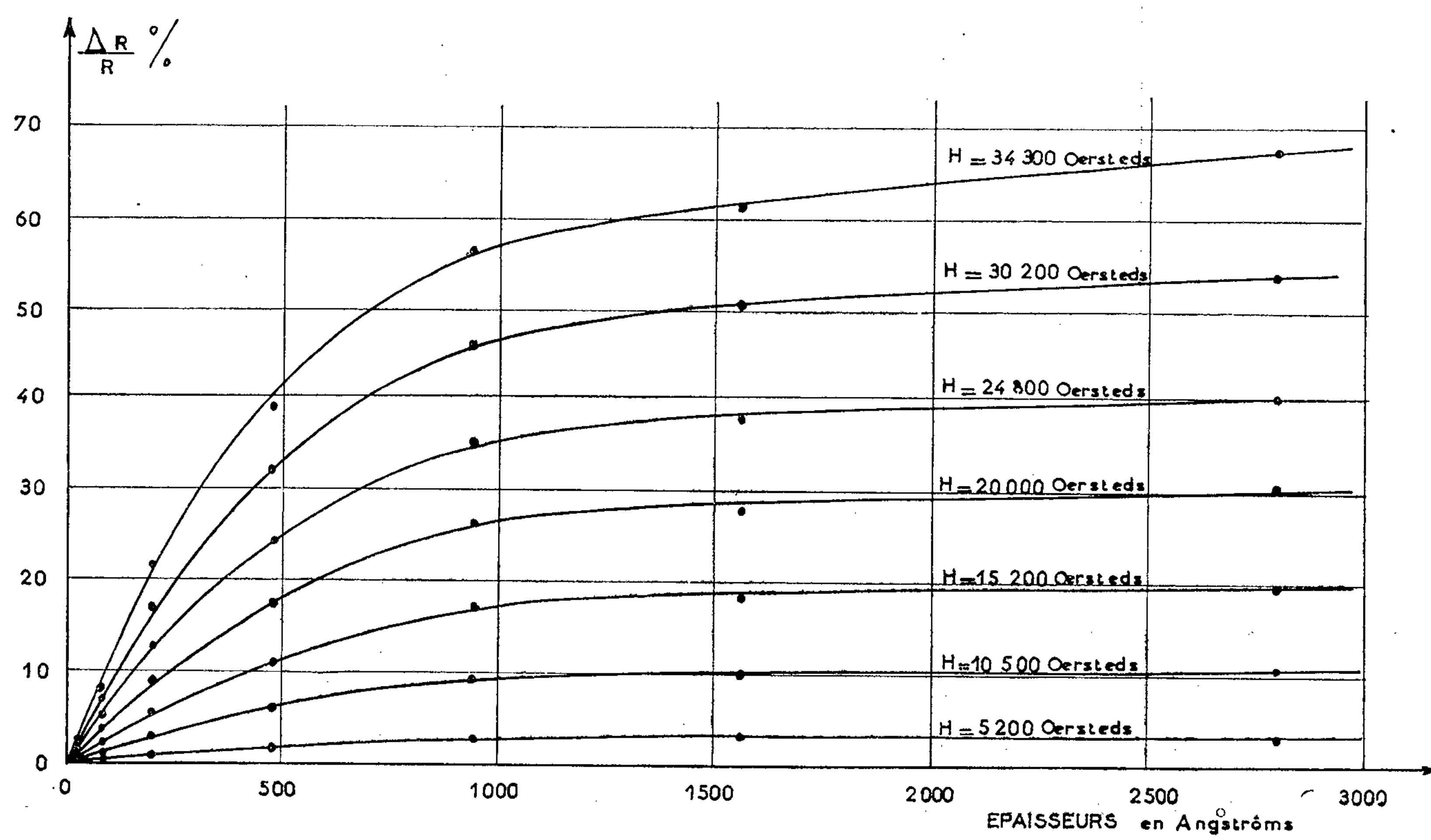


Fig. 3.

$\Delta R/R$ subit une variation continue due à l'influence de plus en plus nette de la conductibilité électronique. Les paliers des courbes apparaissent pour des épaisseurs d'autant plus faibles que le champ est lui-même moins élevé.

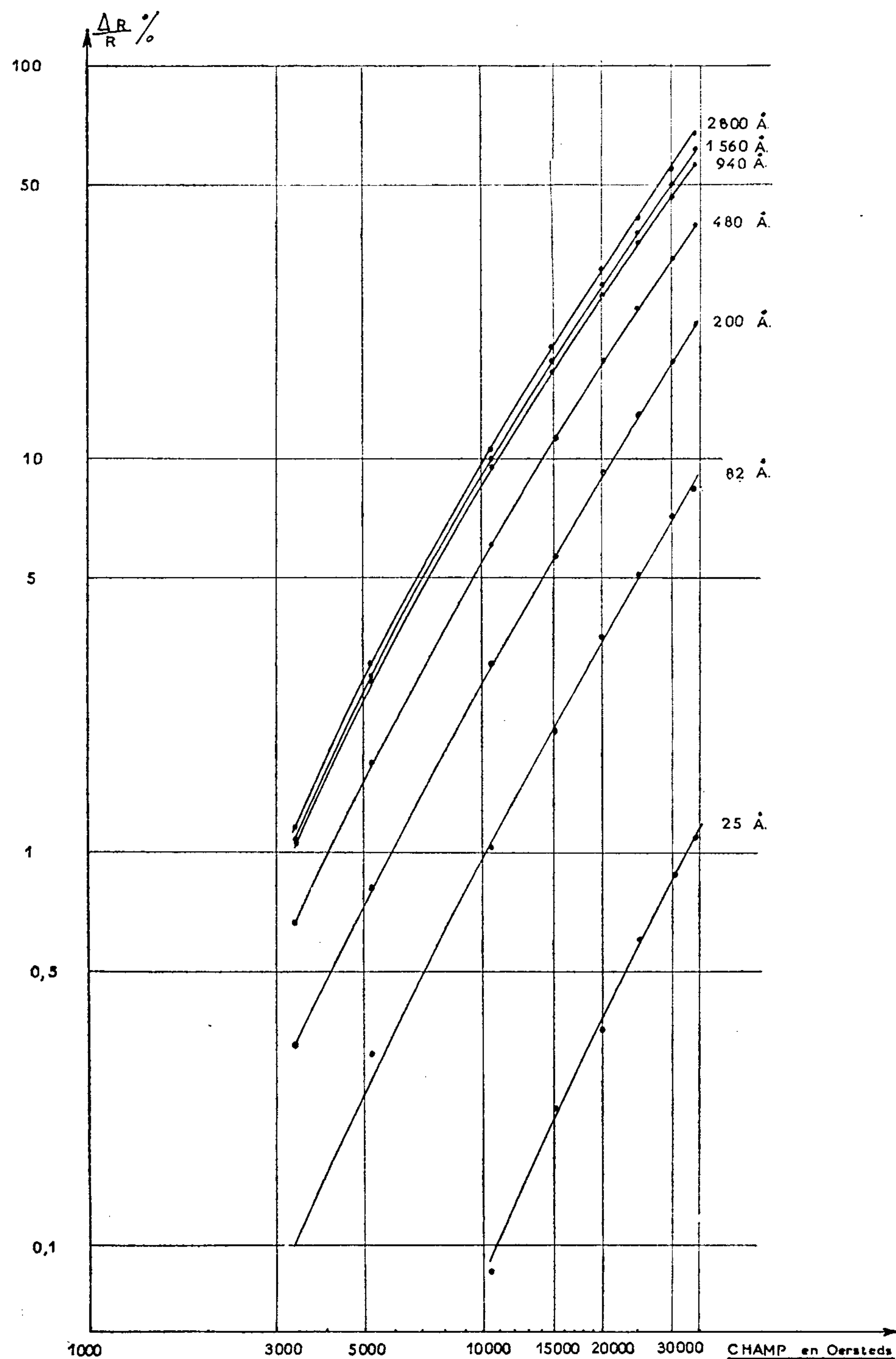


Fig. 4.

En coordonnées logarithmiques la représentation de $\log \Delta R/R$ en fonction de $\log H$ se traduit sur la figure 4 par un faisceau de courbes sensiblement parallèles correspondant chacune à une épaisseur donnée. Entre 15 000 et 35 000 Oe elles sont assimilables à des droites de pente 3/2.

Au-dessus de 1500 Å ces droites se serrent de plus en plus. Le coefficient k devient pratiquement indépendant de l'épaisseur.

Cet ensemble de résultats, indispensables à une interprétation théorique, concorde bien avec ceux obtenus antérieurement pour les variations de la résistivité, du coefficient de température et de l'effet Hall en fonction de l'épaisseur.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 755.
(2) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 865.
(3) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1344.

OPTIQUE. — *Dispersion de biréfringence du formiate de strontium dans le visible et le proche infrarouge*. Note (*) de M^lle **Anne-Marie Vergnoux** et M. **Raymond Vierne**, présentée par M. Jean Cabannes.

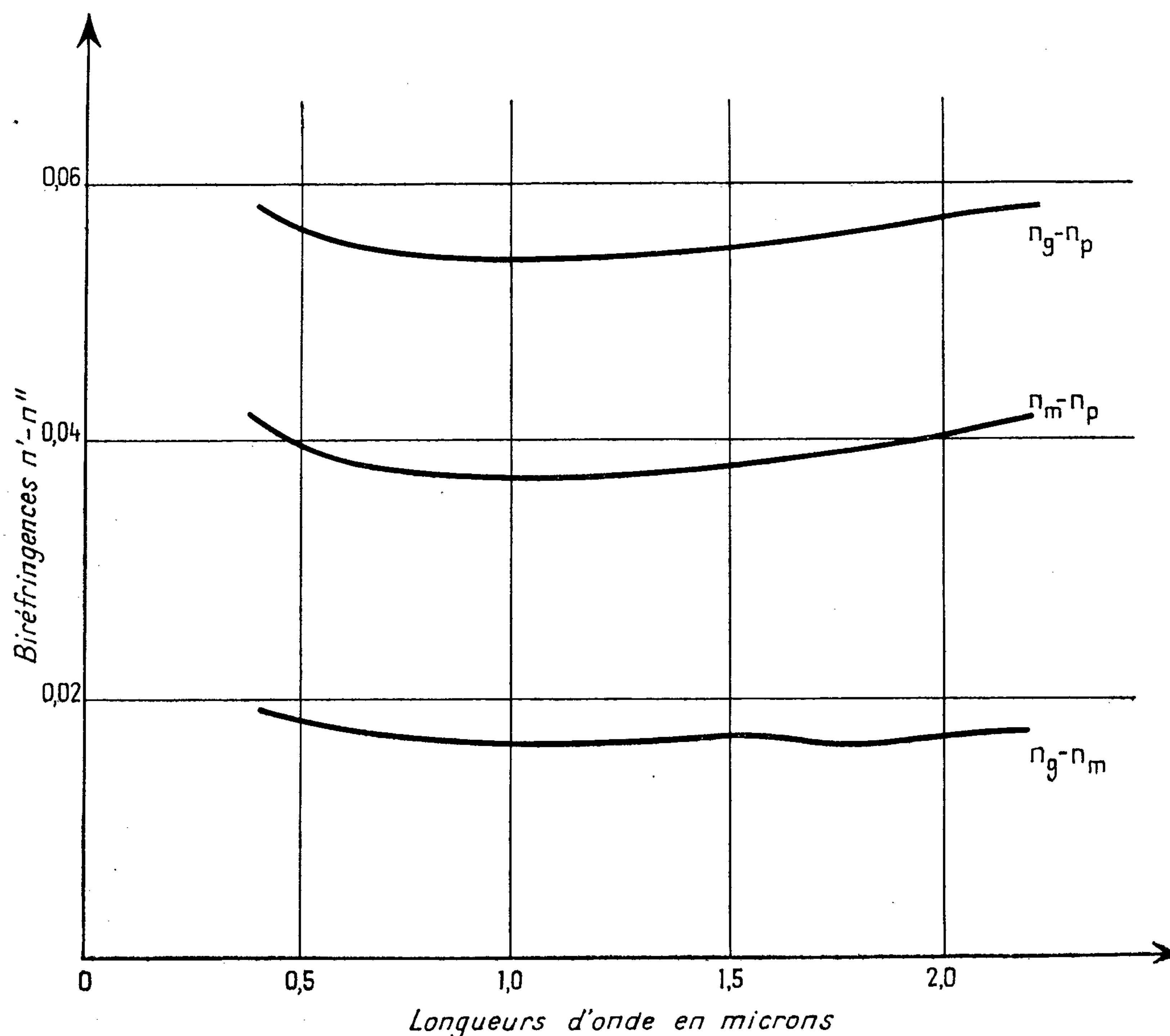
Un monocristal de formiate de strontium dihydraté, $Sr(HCOO)_2, 2H_2O$, de plusieurs centimètres cubes a été obtenu au laboratoire par la méthode de cristallisation par refroidissement lent, sans évaporation, sur un germe placé dans la solution saturée. Six lames transparentes à faces parallèles, de 8 à 12/10^e de millimètre d'épaisseur, ont pu être taillées dans ce bloc, deux à deux perpendiculaires aux axes de symétrie de ce cristal orthorhombique et ont servi pour la mesure des trois biréfringences principales; taille et polissage sont d'ailleurs des opérations délicates en raison de la fragilité du cristal et de sa forte biréfringence qui oblige à réaliser un plan-parallélisme assez rigoureux.

Suivant une méthode déjà employée pour d'autres cristaux (1) les biréfringences dans l'intervalle spectral (0,45 — 2) μ sont mesurées pour chaque direction de plan par un seul enregistrement des spectres cannelés donnés par les deux lames entre nicols croisés; on utilise un spectromètre à prismes de quartz et cellule au sulfure de plomb. Pour les longueurs d'onde des bandes obscures est vérifiée la relation $e(n'-n'')_\lambda = k\lambda$; la biréfringence pour la longueur d'onde λ est donc déterminée si l'on connaît l'épaisseur e de la lame et l'ordre d'interférence k. Celui-ci étant élevé, sa détermination est difficile; elle peut se faire par différentes méthodes qui ont donné des résultats concordants : compensation dans le visible par des lames de quartz; constance du rapport des ordres de deux lames dans toute l'étendue du spectre; addition des biréfringences.

Le pointé des franges obscures devient difficile à partir de 1,8 μ où apparaissent de fortes bandes d'absorption du cristal.

Les points expérimentaux, très serrés, permettent de représenter la dispersion de biréfringence à mieux que 1/100^e près, de 0,45 à plus de 2 μ (*figure*). Les valeurs des biréfringences dans le visible sont en accord assez satisfaisant avec des mesures d'indices assez anciennes faites par la méthode du prisme par

Schrauf [2]. On voit que la dispersion de biréfringence est faible, même aux extrémités de l'intervalle; une légère anomalie de biréfringence, centrée sur 1,7 μ, accuse le dichroïsme de l'une des bandes d'absorption dont le maximum se place sensiblement à cette longueur d'onde; ce dichroïsme est d'ailleurs nettement visible sur les courbes de transmission des lames.



Dispersion des biréfringences du formiate de strontium dihydraté.

Une étude plus complète des spectres d'absorption du cristal sera poursuivie en lumière polarisée, à diverses températures et dans un plus large domaine spectral.

(*) Séance du 25 février 1957.

([1]) M^lle^ VERGNOUX, *Cahiers de Physique*, n° 73, 1956, p. 41.

([2]) *Sitzungberichte D. Kaiser. Akad. d. Wissen. zu Wien*, 1860, p. 42.

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Sur l'effet de scintillation dans les cellules photovoltaïques au sélénium.* Note de MM. **Maurice Téboul** et **Nicolas Nifontoff**, transmise par M. Louis Néel.

On étudie l'effet de scintillation dans les cellules photovoltaïques au sélénium pour le sens direct et le sens inverse du courant en fonction de l'éclairement et d'une polarisation externe appliquée.

L'un de nous a publié divers résultats sur l'effet de scintillation de cristaux détecteurs (1), (2). Nous avons cherché à étendre ces recherches à des cellules photovoltaïques à couche d'arrêt au sélénium. Pour chacune d'elles, nous avons mesuré les variations de l'effet de scintillation en fonction de l'éclairement, en présence d'une différence de potentiel extérieure appliquée.

Nous avons réalisé un montage comprenant (*fig.* 1) une source réglable de courant continu, un millivoltmètre à lampe électromètre (linéaire entre 0,01 et 40 V), donnant la tension V aux bornes de la cellule, et, pour la mesure de l'effet de scintillation, un amplificateur sélectif (1000 ± 15 c/s) de grande sensibilité, terminé par un détecteur quadratique. Un oscillographe cathodique

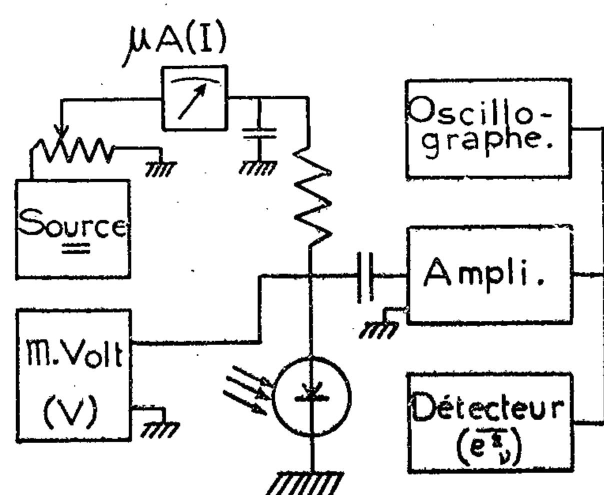


Fig. 1

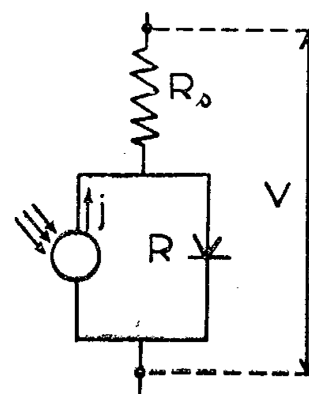


Fig. 2

permet le contrôle visuel du bruit. Un galvanomètre peu résistant peut donner éventuellement la valeur du courant photovoltaïque *j* en court-circuit. La cellule est éclairée par une lampe à filament de tungstène, alimentée en courant continu, et à distance réglable de la cellule. Rappelons tout d'abord qu'on admet, en général, qu'une cellule photovoltaïque peut être schématisée par le circuit équivalent constitué par un contact rectifiant R ordinaire, en parallèle avec un générateur fictif de courant, qui n'est traversé que par le courant photoélectrique *j* qu'il fournit (*fig.* 2). (On négligera la résistance interne R_s de la couche de sélénium.)

Pour chaque cellule, nous avons procédé de la façon suivante :

Une première série d'expériences est effectuée à l'obscurité. On a alors affaire à

un simple contact rectifiant; le seul courant qui le traverse est le courant extérieur I fourni par S et le rapport V/I nous donne, pour chaque valeur de V ou de I, la résistance moyenne R_m du contact. On peut en déduire la valeur de sa résistance dynamique $R_d = dV/dI$; le bruit a été mesuré, compte tenu des diverses résistances extérieures qui, dans le montage, peuvent shunter la résistance R_d de la cellule. On obtient, pour les variations en fonction de I de la composante spectrale $\overline{e_\nu^2}$ de la force électromotrice de bruit localisée dans le cristal, pour R_m, R_d et $y = \log \overline{e_\nu^2} - 2\log I$, des caractéristiques (*fig.* 3 et 4) de forme analogue à celles trouvées pour d'autres redresseurs ([1]), ([2]).

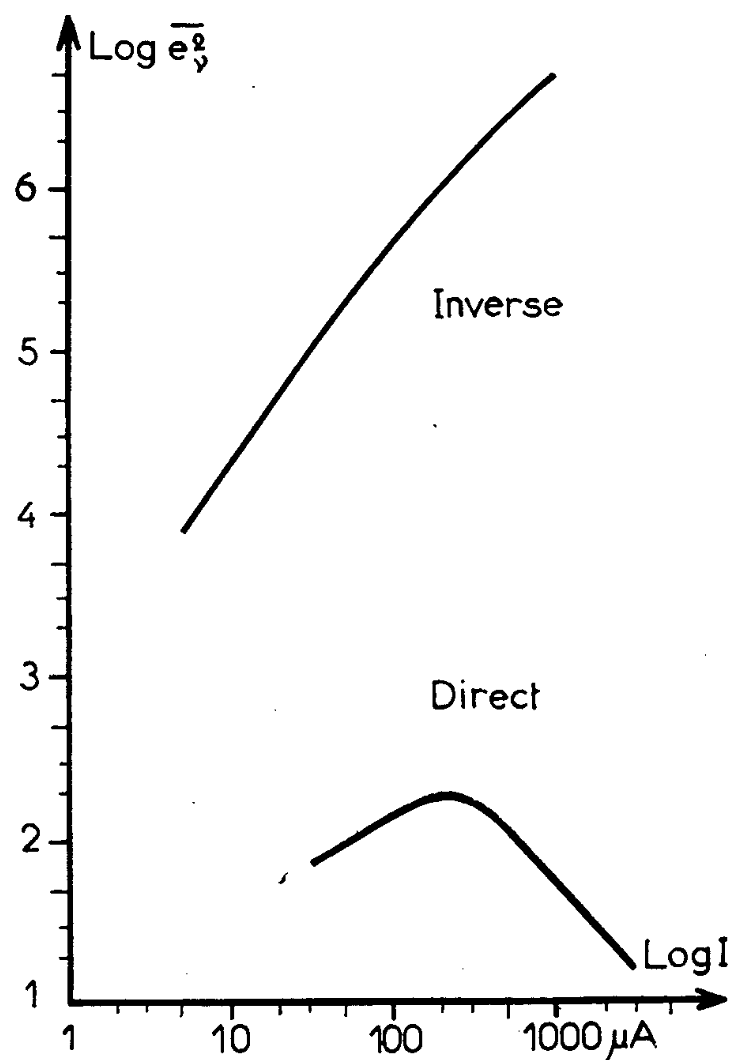


Fig. 3

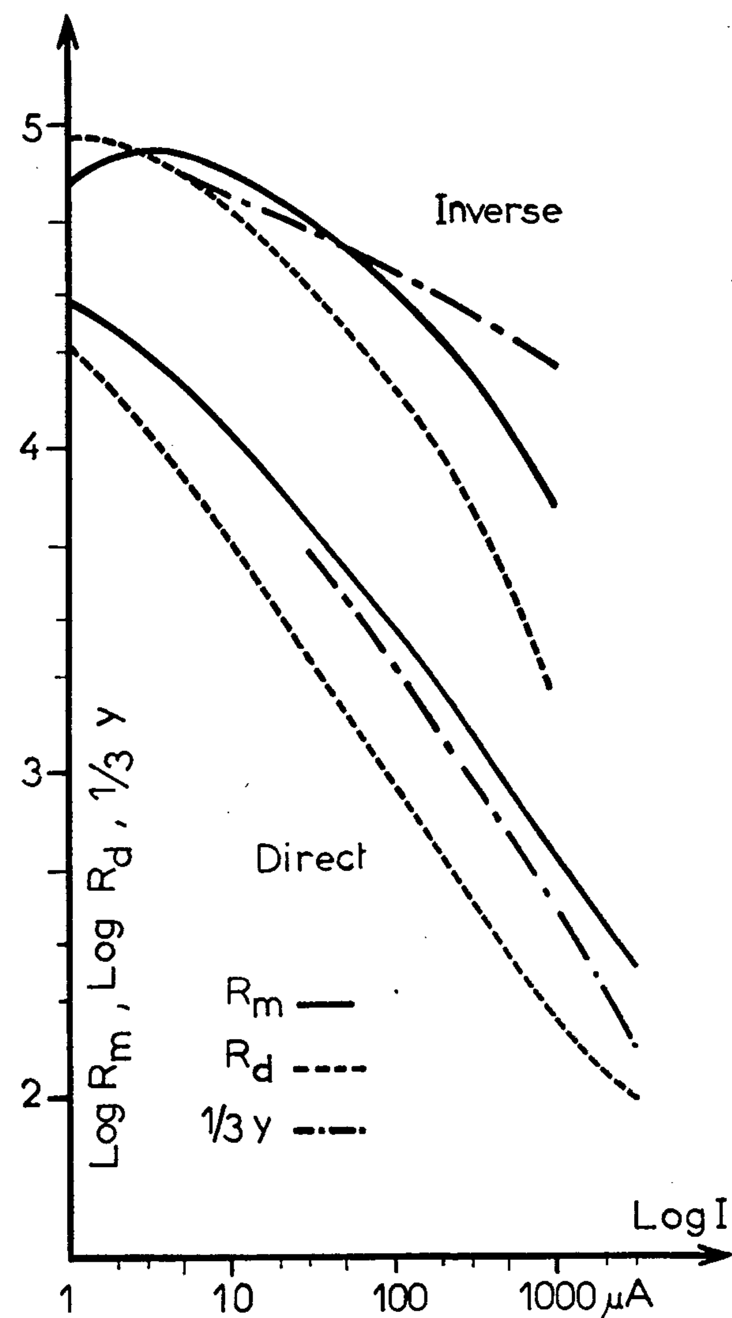


Fig 4

Dans une seconde série d'expériences, on éclaire la cellule, et l'on ajuste l'éclairement de façon à avoir un courant photovoltaïque j mesuré en court-circuit de valeur définie; on agit alors sur la source de courant S, de façon à faire varier la tension V aux bornes de la cellule, tension qui résulte des effets simultanés de l'éclairement et de la source extérieure S. On mesure, pour chaque valeur de V, la densité spectrale de bruit. (On suppose, pour le calcul du bruit, que la résistance dynamique R_d de la cellule ne dépend que de V; elle varie

alors de la même manière qu'à l'obscurité.) On constate (*fig.* 5) dans les mesures que nous avons faites, pour des *j* variant de o à 500 μA, que le bruit, aussi bien dans le sens direct que dans le sens inverse, est, *en première approximation,* uniquement fonction de la différence de potentiel V, quelle que soit son origine (f. é. m. photovoltaïque ou polarisation extérieure). (Si l'on regarde les choses de plus près, il semble cependant que, pour des forts éclairements, on a, dans le sens direct, une légère décroissance du bruit.)

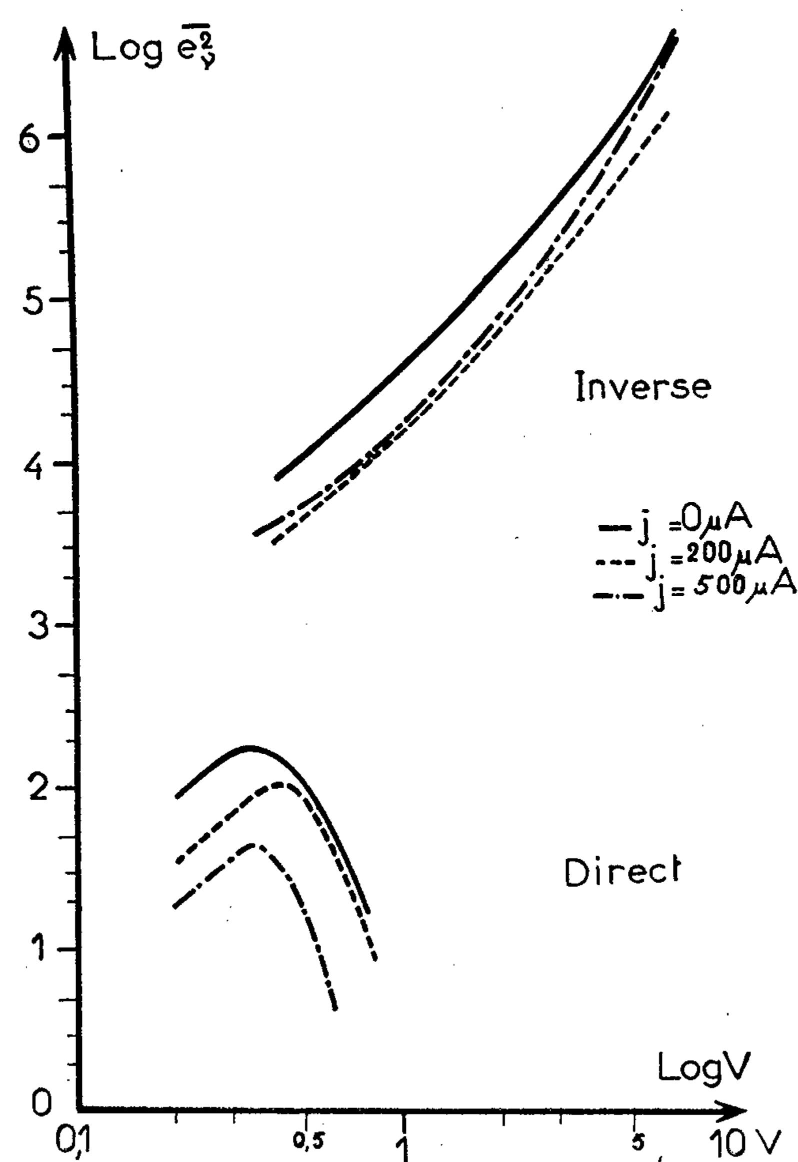


Fig. 5

En résumé, l'effet de scintillation ne paraît pas, en première approximation, influencé par l'éclairement de la cellule, dans la mesure où l'on maintient constante la différence de potentiel V aux bornes du contact rectifiant R. Nos résultats sont en accord avec ceux de U. F. Gianola ([3]) sur des jonctions $p-n$ photovoltaïques au silicium, étudiées *dans le sens direct,* soit à l'obscurité en faisant varier la polarisation externe, soit à l'éclairement, *sans polarisation externe.*

(1) N. NIFONTOFF, *Comptes rendus,* 235, 1952, p. 1117.
(2) N. NIFONTOFF, *Onde Électrique,* 310, 1953, p. 58.
(3) *J. Appl. Phys,,* 27, 1956, p. 51.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur le calcul des sections efficaces d'absorption des particules de grande énergie par les noyaux.* Note de M. **Georges Philbert**, transmise par M. Frédéric Joliot.

Les données expérimentales sur la répartition de la charge protonique dans les noyaux permettent de calculer les sections efficaces d'absorption des particules de grande énergie. Les hypothèses de base sont discutées et les résultats numériques relatifs à quelques noyaux légers et lourds sont présentés.

Nous nous proposons de discuter les hypothèses sur la base desquelles peuvent être déterminées théoriquement les sections efficaces d'absorption nucléaire des particules (nucléons, pions) de grande énergie (supérieure à 1 GeV environ); nous donnerons ensuite un certain nombre de résultats numériques.

1. Discussion des hypothèses. — La longueur d'onde de la particule incidente est très inférieure aux dimensions des nucléons. La théorie semi-classique de l'absorption (Fernbach, Serber et Taylor) s'applique donc

A. *Hypothèse sur la densité de matière nucléaire.* — Dans un calcul sur la section efficace d'absorption pour les neutrons de 1,4 GeV, Williams [1] a formulé deux hypothèses :

1° les fonctions de répartition des densités neutronique et protonique sont identiques. Cette hypothèse est sérieusement étayée, au moins dans le cas de noyaux lourds, par des études sur l'absorption des mésons π à diverses énergies.

2° les fonctions de répartition de densité nucléonique sont de même forme pour tous les noyaux. Les expériences de Hofstadter et de ses collaborateurs infirment cette hypothèse. La fonction de forme adoptée par Williams n'est certainement pas correcte pour les noyaux légers et moyens.

Il est donc préférable de renoncer à l'hypothèse 2° et d'utiliser dans chaque cas particulier la fonction de répartition obtenue par diffusion électronique. Dans notre calcul nous nous sommes servis des données expérimentales pour les noyaux ^{9}Be, ^{12}C, ^{40}Ca et ^{209}Bi. Pour le noyau de nombre de masse $A = 93$ (nombre de masse moyen des noyaux Br et Ag contenus dans l'émulsion photographique) la fonction de répartition n'a pas été déterminée expérimentalement; nous avons choisi la forme dite de « Fermi » ; les valeurs des constantes sont les moyennes des valeurs expérimentales obtenues pour les noyaux moyens et lourds.

B. *Hypothèse sur la portée des forces nucléaires.* — La section efficace d'absorption σ_a est donnée par la formule

$$\sigma_a = \int_0^\infty \left\{ 1 - \exp\left[\int_{-\infty}^{+\infty} K(r)\, ds \right] \right\} 2\pi\, b\, db,$$

où s est la coordonnée le long de la trajectoire de la particule incidente,

b le paramètre d'impact de cette particule, r sa distance au centre du noyau. La fonction $K(r)$ se met sous la forme $K(r)=\int\overline{\sigma}_b F\,|\vec{r}-\vec{r}'|\,\rho(r')\,d^3r'$; $\overline{\sigma}_b$ est la moyenne pondérée des sections efficaces d'interaction de la particule incidente avec d'une part les protons liés, d'autre part les neutrons liés. $F(\vec{r}-\vec{r}')$ est une fonction, normalisée de façon que $\int F(x)\,d^3x=1$, qui représente la probabilité relative d'interaction de la particule incidente avec un nucléon situé à la distance r' du centre du noyau. Nous admettons que $K(r)=\rho(r)\overline{\sigma}_b$ où $\rho(r)$ est la densité nucléonique. Ceci revient à choisir pour F une fonction δ. Ce choix se justifie par l'argument suivant : les interactions inélastiques pion-nucléon et nucléon-nucléon aux énergies de l'ordre de 1 GeV sont décrites comme un phénomène d'absorption de la particule incidente par une sphère semi-transparente ; les interactions élastiques sont dues à une diffraction associée à l'absorption ; le rayon du nucléon serait de l'ordre de $0{,}8.10^{-13}$ cm. D'autre part la distribution de la charge du proton correspond à un rayon quadratique moyen de $0{,}75.10^{-13}$ cm. Les deux valeurs sont compatibles. La validité des interprétations est discutable, mais nous pouvons nous placer à un point de vue strictement phénoménologique : l'étendue du domaine d'interaction d'une particule avec un nucléon est contenue dans l'étendue de la charge électrique nucléaire telle qu'elle est déterminée expérimentalement.

2. Résultats numériques. — La section efficace élémentaire $\overline{\sigma}_b$ dépendant essentiellement de la nature et de l'énergie des particules incidentes, les calculs ont été faits pour un certain nombre de valeurs de $\overline{\sigma}_b$, arbitrairement choisies dans le domaine de valeurs rencontrées pratiquement. Les résultats pour les noyaux ^{9}Be, ^{12}C, ^{40}Ca, ^{209}Bi et $A=93$ sont donnés dans le tableau. (Pour ^{12}C trois fonctions de répartition ont été utilisées, correspondant à trois déterminations expérimentales successives.)

3. Remarque sur les valeurs de la section efficace d'interaction élémentaire de la particule incidente et du nucléon lié. — Dans le calcul de $\overline{\sigma}_b$ il y a lieu de tenir compte de l'interdiction des collisions conduisant à des états énergétiques des nucléons déjà occupés dans le noyau. Deux conceptions sont possibles :

a. les collisions élastiques et inélastiques sont décrites indépendamment les unes des autres. C'est ce qui a été admis implicitement jusqu'ici (Williams). La réduction de la section efficace due à la liaison porte uniquement sur la diffusion élastique ;

b. l'interaction d'une particule de grande énergie avec un nucléon est considérée comme un phénomène d'absorption accompagnée de diffraction. A la modification de l'intensité diffractée doit correspondre une modification de l'intensité absorbée. La réduction de la section efficace due à l'interdiction de certains types de collisions élastiques porte à la fois sur la diffusion élastique et

sur la diffusion inélastique. Le calcul exact exigerait que soit précisée la structure du nucléon. Mais il est évident que l'hypothèse *b* conduit à des effets de réduction plus importants que l'hypothèse *a*.

Tableau des valeurs calculées des sections efficaces σ_a.

Noyau.	A.	$\bar{\sigma}_a$ (10^{-27} cm²).						
		10.	20.	30.	40.	50.	100.	150.
^{9}Be	9	–	–	192	233	269	–	–
^{12}C I	12	–	–	–	261	–	–	–
^{12}C II	–	90	148	188	220	245	303	336
^{12}C III	–	–	–	206	241	266	–	–
^{40}Ca	40	–	–	543	607	656	–	–
(Br-Ag)	93	560	798	920	994	1 060	1 249	1 327
(^{209}Bi)	209	–	–	1 660	1 767	–	–	–

Fonctions de répartition de la densité nucléonique.

^{9}Be : $\rho(r) = (27/4\sqrt{2}\,\pi a^3)[1 + (18)^{1/2} r/a]\exp[-(18)^{1/2} r/a]$ (²);
^{12}C I : $\rho(r) = \rho_1/\exp[(r-c)/z+1]$, avec $c = 2,42.10^{-13}$ cm, $z = 0,55.10^{-13}$ cm;
^{12}C II : détermination expérimentale (J. H. Fregeau et R. Hofstadter) (³);
^{12}C III : détermination expérimentale (J. H. Fregeau) (³);
^{40}Ca : détermination expérimentale (B. Hahn, D. G. Ravenhall et R. Hofstadter) (⁴);
(Br-Ag) : $A = 93$, $\rho(r) = \rho_1/\exp[(r-c)/z+1]$, avec $c = 4,81.10^{-13}$ cm, $z = 0,55.10^{-13}$ cm;
^{209}Bi : détermination expérimentale (³).

Cette remarque sera prise en considération dans la discussion des résultats numériques obtenus qui fera l'objet d'une publication ultérieure.

(¹) Williams, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 1387.
(²) *Rev. Mod. Phys.*, 28, 1956, p. 214.
(³) *Phys. Rev.*, 99, 1955, p. 1503.
(⁴) *Phys. Rev.*, 101, 1956, p. 1131.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude magnétooptique de la liaison azote-bore dans les composés d'addition des halogénures de bore et des amines.* Note de MM. **Fernand Gallais** et **Jean-Pierre Laurent**, présentée par M. Paul Pascal.

Les rotations magnétiques moléculaires de F_3B, de Cl_3B et de divers composés d'addition de ces halogènes avec des amines ont été mesurées. Les résultats obtenus montrent que la liaison $N \rightarrow B$ comme les autres liaisons « semi-polaires » déjà étudiées se caractérise du point de vue de l'effet Faraday par un module négatif — qui est ici particulièrement élevé.

Des travaux antérieurs ont montré que, dans toutes les molécules où peut être envisagée la présence d'un oxygène accepteur, lié par covalence de coordi-

nation, on décèle un incrément de structure négatif du point de vue de la rotation magnétique moléculaire.

Nous nous sommes proposé d'examiner le comportement magnétooptique des composés d'addition du trifluorure et du trichlorure de bore avec diverses amines (triéthylamine, tri-*n*-propylamine, tri-*n*-butylamine, pyridine) et de rechercher si la formation de la liaison entre l'atome de bore (accepteur) et l'atome d'azote (donneur) s'accompagne du même effet.

Dans ce but, nous avons tout d'abord déterminé, (avec le dispositif du laboratoire) (1) les constantes magnétooptiques du fluorure de bore examiné en solution dans divers solvants (cyclohexane, chlorure de butyle tertiaire, tétrachloroéthylène, sulfure de carbone) à la température de 20° et du chlorure de bore examiné à l'état liquide à zéro degré.

Les rotations moléculaires $[\rho]_M$ de ces composés sont données dans le tableau I pour la radiation jaune du mercure ($\lambda = 0{,}5780\,\mu$).

TABLEAU I.

	Titre (g/ml).	$10^2.[\rho]_M$ (mn).
F_3B en solution dans le :		
Cyclohexane	0,048	122
Chlorure de butyle tertiaire	0,160	119
Tétrachloroéthane	0,059	121
Sulfure de carbone	0,041	122
MOYENNE		121
Cl_3B	-	147,0

Nous avons ensuite préparé les trois composés du type $F_3B.NR_3$ en généralisant le procédé indiqué par Ch. A. Kraus et E. H. Brown (2) pour $F_3B.N(C_2H_5)_3$, c'est-à-dire par action de $F_3B.O(CH_3)_2$ ou de $F_3B.O(C_2H_5)_2$ sur l'amine anhydre à des températures comprises entre — 70° pour $F_3B.N(C_2H_5)_3$ et zéro degré pour $F_3B.N(C_4H_9)_3$. Le composé trifluorure de bore-pyridine a été préparé suivant la méthode de P. A. Van der Meulen et H. A. Heller (3) en faisant barboter le gaz F_3B dans une solution benzénique de pyridine, la température étant maintenue aux environs de 10°.

Les quatre composés d'addition ainsi obtenus ont été purifiés par cinq à huit cristallisations dans le benzène. Leur pureté a été contrôlée d'une part par la mesure de leurs constantes physiques, d'autre part par la détermination de leur teneur en fluorure de bore (à l'état de BF_4Na) (4).

	F(°C).	F_3B % trouvé.	F_3B % calculé.
$F_3B.N(C_2H_5)_3$	29,5 — 30	40,2	40,1
$F_3B.N(C_3H_7)_3$	227 — 228	32,3	32,1
$F_3B.N(C_4H_9)_3$	60 — 61	26,5	26,7
$F_3B.NC_5H_5$	47,5 — 48,5	46,0	46,2

Nous avons enfin préparé le dérivé chloré $Cl_3B.N(C_2H_5)_3$ en recevant les vapeurs de l'amine dans un excès du chlorure Cl_3B maintenu à — 70°. Ce corps a été purifié par cristallisation dans le benzène, il fond avec décomposition à une température voisine de 75°. Nous avons déterminé sa teneur en chlore et en bore après hydrolyse.

	Trouvé.	Calculé.
Cl %	16,4	16,2
B %	5,1	4,9

La rotation magnétique de tous ces composés a été étudiée en solution dans le benzène, l'acétone ou l'alcool méthylique, ce qui nous a permis de vérifier que les rotations moléculaires se retrouvent inchangées à moins de 1 % près quelle que soit la nature du solvant.

Nos résultats sont rassemblés dans le tableau II où « $[\rho]_M$ calculé » désigne la valeur obtenue en faisant la somme des rotations moléculaires du trihalogénure de bore et de l'amine ($\lambda = 0,5780\,\mu$, $t = 20°C$).

TABLEAU II.

	Masse moléculaire.	$10^2\,[\rho]_M\,\lambda$(mn) mesuré (*a*).	$10^2\,[\rho]_M\,\lambda$(mn) calculé (*b*).	(*a*)-(*b*).
$N(C_2H_5)_3$	101,19	$209,_0$ (5)	–	–
$F_3B.N(C_2H_5)_3$	169,01	$156,_4$	330	—174
$N(C_3H_7)_3$	143,27	$284,_5$ (5)	–	–
$F_3B.N(C_3H_7)_3$	211,09	$230,_6$	405	—174
$N(C_4H_9)_3$	185,34	$358,_9$ (5)	–	–
$F_3B.N(C_4H_9)_3$	253,16	$305,_4$	480	—175
$N(C_5H_5)$	79,10	$216,_6$ (6)	–	–
$F_3B.N(C_5H_5)$	146,92	$202,_7$	338	—135
$N(C_2H_5)_3$	101,19	$209,_0$ (5)	–	–
$Cl_3B.N(C_2H_5)_3$	218,38	$308,_0$	356	— 48,0

On voit que l'édification de la liaison N → B se traduit dans le cas de tous les composés étudiés par un module négatif. Cet effet de structure, qui est toujours très important, est particulièrement notable et constant lorsque le bore appartient à la molécule F_3B, la rotation moléculaire des composés d'addition se montrant alors inférieure non seulement à la somme de celles des molécules constitutives, mais même à celle de la seule molécule organique.

Ces résultats paraissent d'autant plus significatifs que le caractère « semi-polaire » de la liaison N → B peut difficilement être mis en doute.

(1) F. GALLAIS et D. VOIGT, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1292.
(2) *J. Amer. Chem. Soc.*, **51**, 1929, p. 2690.
(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, **54**, 1932, p. 4404.

(4) S. L. WALTERS et R. R. MILLER, *Ind. Eng. Chem. Anal. Ed.*, **18**, 1946, p. 658.
(5) F. GALLAIS et D. VOIGT, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 942.
(6) W. H. PERKIN, *J. Chem. Soc.*, **69**, 1896, p. 1025.

(*Laboratoire de Chimie minérale*
de la Faculté des Sciences de Toulouse.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude expérimentale de l'influence des gaz dissous et de la température de l'eau sur la vitesse de refroidissement lors de la trempe aqueuse des métaux.* Note (*) de MM. **ROLAND BIGOT** et **RENÉ FAIVRE**, présentée par M. Albert Portevin.

L'influence des gaz dissous (CO_2, N_2, O_2 et air) et celle de la température de l'eau utilisée dans la trempe ont été étudiées de façon quantitative. Les auteurs examinent en outre pourquoi la trempe dans l'eau chaude est beaucoup moins efficace que la trempe dans l'eau froide.

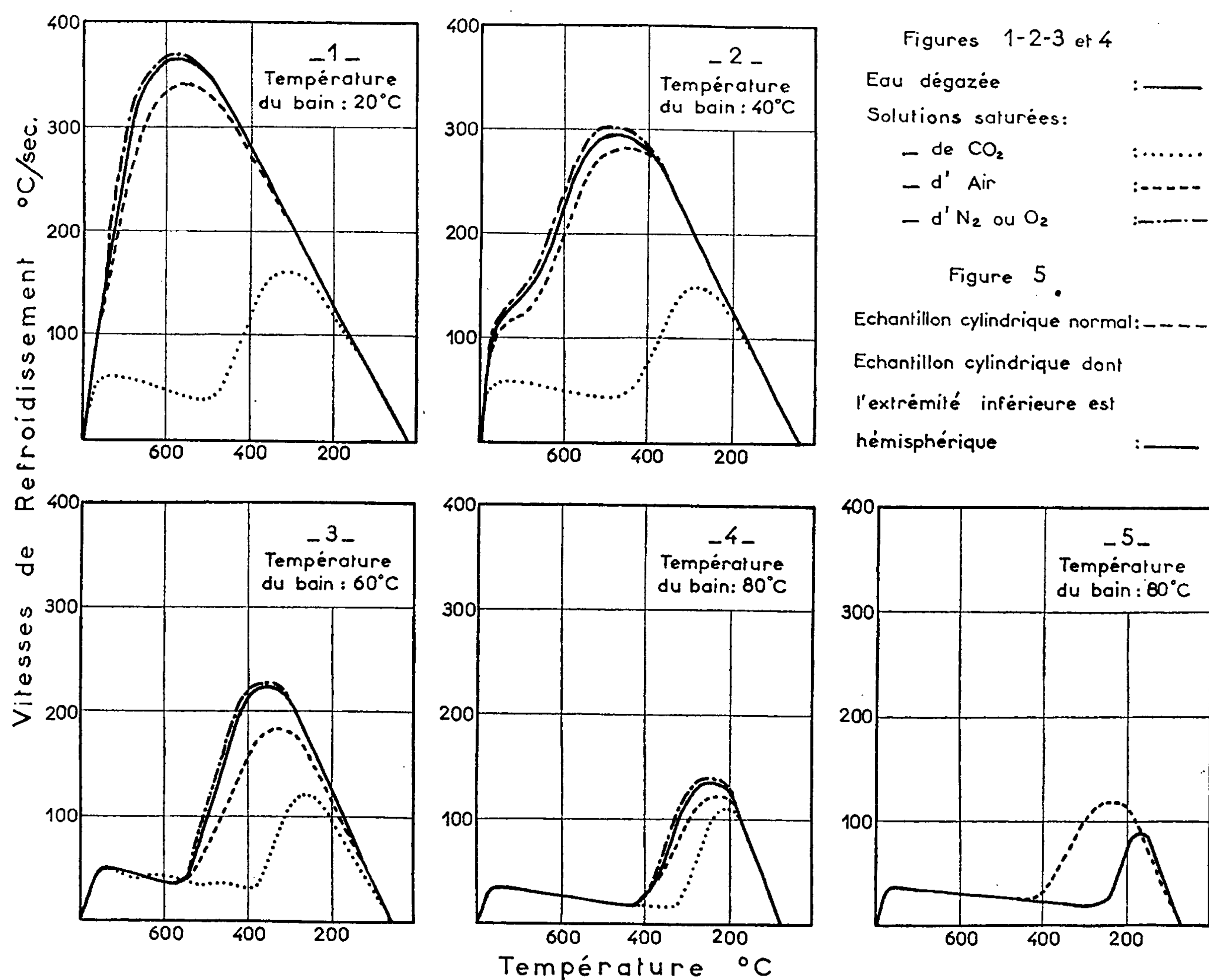
Dans cette étude, nous avons utilisé le dispositif d'enregistrement sans inertie décrit dans une précédente Note (1), pour mesurer à chaque température θ la vitesse de refroidissement $V_R = d\theta/dt$ (t, temps), d'un petit cylindre de nickel de 8 mm de diamètre et de 10 mm de hauteur, lorsqu'on le trempe à partir de 800° C dans de l'eau distillée et dégazée ou dans diverses solutions aqueuses saturées soit en gaz carbonique, soit en oxygène soit en azote, soit en air. Nous avons effectué ces trempes pour différentes températures du bain de trempe, soit 20, 40, 60, 80° C. Les solutions gazeuses étaient saturées à la température d'expérience dans le bac de trempe lui-même qui possédait un faux fond en verre fritté utilisé comme diffuseur.

Les résultats de cette étude apparaissent sur les figures 1 à 4 ci-contre. A la température ordinaire, le gaz carbonique qui est de beaucoup le gaz le plus soluble, freine considérablement le refroidissement en se dégageant dès le début de la trempe (2) et donne la courbe à palier suivi d'un maximum que nous avons précédemment obtenue avec les liquides organiques décomposables (1). L'oxygène, l'azote et l'air ont une action à peine perceptible. La courbe relative à l'eau pure dégazée se déforme au fur et à mesure qu'on élève la température du bain de trempe. Dès 60° C, elle présente elle-même un palier précédant le maximum.

Une étude détaillée des phénomènes de caléfaction permet d'interpréter tous ces faits. En particulier, la présence d'un palier sur les courbes vitesse de refroidissement-température correspond toujours à la formation d'une couche de caléfaction dont l'épaisseur dépasse le millimètre. Cette couche épaisse témoigne d'un blocage du mécanisme de transport de la chaleur. La cause de ce blocage est différente dans le cas de la solution de gaz

carbonique saturée à froid (*fig.* 1) et du bain d'eau dégazée maintenue à 80° C (*fig.* 4).

Dans le premier cas, la couche de caléfaction contient beaucoup de gaz carbonique et très peu de vapeur d'eau. Le transport de la chaleur à la surface de séparation liquide-vapeur par échange réversible de molécules d'eau entre les deux phases (évaporation et recondensation), devient négligeable.



Dans le second cas, la différence entre la température de la surface de séparation liquide-vapeur, soit environ 100° C et la température moyenne du bain, soit 80° C, est faible : la chaleur s'évacue très mal dans le bain de trempe.

La croissance rapide de la vitesse de refroidissement au-delà du palier s'interprète tout aussi facilement. Lorsque la température de l'échantillon décroît, au cours du refroidissement, le volume de la couche gazeuse diminue progressivement; cette couche craque brutalement dans la région où elle est la plus mince (dans le cas d'un cylindre, ce phénomène se produit le long de la circonférence limitant la base inférieure); mise brusquement hors d'équilibre, elle s'échappe vers le haut de l'échantillon en engendrant une

grosse bulle. Le liquide de trempe vient alors en contact direct avec l'échantillon et se vaporise : il se produit un refroidissement intense qui se traduit sur les courbes des figures 1 (CO_2), 2 (CO_2), 3 et 4 par la brusque remontée qui suit le palier.

Naturellement la forme de l'échantillon est un facteur important de ces phénomènes : la figure 5 montre que lorsqu'on utilise un échantillon de même masse que notre échantillon habituel mais affectant la forme d'un cylindre dont l'extrémité inférieure est hémisphérique au lieu d'être plane, le palier de la courbe vitesse de refroidissement-température est prolongé vers les basses températures sur un intervalle d'environ 200° C et son maximum déplacé également vers les basses températures. La suppression des arêtes vives a pour effet de retarder la destruction de la couche de caléfaction.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) R. Bigot et R. Faivre, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 774; *Revue de Métallurgie*, 53, n° 2, 1956, p. 131-138.

(2) A. Portevin, *Introduction à l'étude des traitements thermiques des produits métallurgiques*, éditions de la Revue *Aciers spéciaux*, *Métaux et Alliages*, 1934.

DIFFUSION. — *Sur la signification et la validité de certaines méthodes de détermination des coefficients de diffusion dans les gels et les milieux hétérogènes.* Note de M. **Gérard Crouzat-Reynes**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Dans certaines méthodes de détermination des coefficients de diffusion d'une particule dans un gel, après avoir mis en présence une solution et un gel suivant certaines modalités variables selon le type d'expérience, on détermine, au bout d'un certain temps, la quantité de substance qui a traversé la surface de séparation, ou encore la distribution de concentration de la substance dans le gel.

Dans le cas notamment où une colonne infinie de solution de concentration C_0, maintenue constante, est mise en contact au temps $t = 0$ avec une colonne infinie de gel, en appliquant, pour calculer le coefficient de diffusion, l'équation traduisant le problème envisagé, on suppose que la condition $C_{gel} = C_0$ pour $x = 0$, quel que soit t, est satisfaite, ou, ce qui revient au même, que pour un temps infini $C_{\infty\, gel} = C_0$.

Or, dans des systèmes tels que solution d'électrolyte-gel polyélectrolyte, cette condition n'est pas satisfaite et un déséquilibre des concentrations finales a été, au contraire, fréquemment observé.

Dans le cas de la diffusion de l'ion phosphorique dans un gel de gélatine, par exemple, nous avons essayé d'analyser les facteurs physico-chimiques responsables de ce déséquilibre et ses conséquences sur la mesure du coef-

ficient de diffusion [1]. En particulier, lorsqu'on étudie la distribution de concentration de la substance ayant pénétré dans le gel, au bout d'un temps déterminé, les valeurs calculées en différents points du gel, en appliquant l'équation soi-disant représentative du phénomène, ne sont pas constantes et varient au contraire régulièrement. On doit donc, dans l'examen des très nombreux résultats antérieurs obtenus sur des systèmes analogues, tenir compte de ces observations; ce qui ne paraît pas avoir été fait, bien qu'il soit évidemment erroné d'appliquer à ces cas, où l'on n'a pas affaire à un phénomène de diffusion pure, les équations classiques de la diffusion.

Mais il nous paraît non moins important de remarquer que, même en l'absence de tous les facteurs physico-chimiques tenant essentiellement à la nature ionique des systèmes précédemment évoqués et susceptibles de modifier l'état d'équilibre, toute méthode basée sur la mise en contact d'une solution et du milieu dans lequel on veut déterminer le coefficient de diffusion, n'ayant une signification que si à l'équilibre la concentration de la particule diffusante est la même dans les deux phases en présence, le milieu où s'effectue la diffusion doit avoir le même degré d'hétérogénéité que celui à partir duquel elle s'effectue.

Or, certains auteurs [2] ne considèrent-ils pas que dans un gel, la matière colloïdale, totalement imperméable à la particule diffusante, agit en diminuant le volume disponible pour la diffusion. La réalité est probablement bien différente et le facteur essentiel est certainement le degré de perturbation qu'apporte la matière solide dans la marche de la diffusion [3]. Mais l'évocation de cette structure hypothétique servira de base pour notre discussion et permettra de montrer que les différentes méthodes de mesure des coefficients de diffusion ne doivent être appliquées qu'avec prudence à de tels milieux, car elles peuvent conduire à des résultats différents. Par exemple, dans la méthode classique exposée au début de cette Note, si l'effet d'encombrement de la partie solide du gel entraîne une diminution de la quantité de matière ayant pénétré dans le milieu, il n'en résulte nullement, d'une abscisse à l'autre, une diminution du coefficient de diffusion dans le même rapport. Les valeurs obtenues, en rapportant la quantité ayant diffusé dans un volume total de gel à la quantité qu'on offre au gel, mais qui ne peut y pénétrer en totalité, vont en croissant avec l'abscisse et tendent vers une limite qui est le coefficient de diffusion dans le liquide intersticiel. L'importance de la variation observée, dépendant directement du volume non disponible pour la diffusion, pourrait même permettre une évaluation de ce dernier. Nous obtiendrions, par contre, des valeurs du coefficient de diffusion constantes d'une abscisse à l'autre, si nous pouvions rapporter la quantité qui a pénétré dans le gel pour un certain temps à la quantité qui peut y pénétrer réellement pour un temps infini. Ces valeurs représenteraient le coefficient de

diffusion dans le liquide intersticiel, coefficient qui ne traduit pas la diminution de volume par la partie solide du gel, mais qui reflète, si elle existe, l'action perturbatrice de celle-ci dans la marche de la diffusion. Les expériences que nous avons effectuées avec un milieu hétérogène doué de telles propriétés nous paraissent devoir confirmer ces conclusions.

On peut aussi suivre, comme nous l'avons fait, la diffusion d'une particule d'un gel dans un autre ou la sortie d'une particule d'un gel dans une solution : on satisfait alors aux conditions limites exposées précédemment et l'on mesure également le coefficient de diffusion dans le liquide intersticiel.

Dans le cas enfin des méthodes en régime permanent, le coefficient de diffusion, déduit de la mesure du flux de substance sous un gradient connu et constant à travers une couche de gel d'épaisseur déterminée, tenant donc compte du volume non disponible pour la diffusion, sera inférieur à celui donné par les méthodes précédentes.

(1) R. MARIGNAN et G. CROUZAT-REYNES, *Trav. Soc. Pharm. Montpellier*, 16, n° 4, 1956 (sous presse).
(2) DUMANSKI, *Koll. Z.*, 3, 1908, p. 210.
(3) J. DUCLAUX, *Diffusion dans les gels et les solides* (*Act. Scient. Ind.*, chap. II, p. 3).

MÉTALLOGRAPHIE. — *Mise en évidence pour un alliage nickel-titane, d'un stade de préprécipitation suivi d'un stade à phase transitoire, au cours de vieillissements isothermes.* Note (*) de Mme **CHARLOTTE BÜCKLE** et M. **JACK MANENC**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Cet alliage à 9,26 % de titane présente trois stades : apparition de la préprécipitation avec diffusion des rayons X; stade transitoire avec phase instable de structure voisine de celle de la matrice et en épitaxie avec elle; précipitation de la phase d'équilibre.

Cet alliage fait partie de la série des alliages binaires étudiés pour expliquer les phénomènes de diffusion des rayons X, rencontrés au cours de recherches sur le vieillissement des alliages nickel-chrome 80-20 tenaces à chaud (1). Le diagramme d'équilibre nickel-titane a été précisé par A. Taylor et R. W. Floyd (2), qui ont trouvé, en confirmation de travaux antérieurs, dans la partie riche en nickel : la solution solide terminale de structure cubique à faces centrées, une phase η de composition Ni_3Ti susceptible de précipiter, après trempe et revenu, dans un certain domaine de composition; la structure de cette phase est hexagonale; paramètres de la maille : $a = 5{,}10$ KX; $C = 8{,}30$ KX.

Les précipités apparaissent, sur les micrographies, en plaquettes de très faible épaisseur, suivant les traces des plans {111} de la matrice. Nous avons retrouvé ce résultat par refroidissement lent à raison de 25 degrés/heures.

Sur les diagrammes Debye-Scherrer cependant, nous avons remarqué, auprès des raies de la matrice des raies floues qui n'appartenaient pas à la phase d'équilibre Ni_3Ti. Nous avons alors entrepris l'étude détaillée de la structure pour des revenus isothermes après trempe. La composition de l'alliage était de 9,26 % de titane avec, comme principales impuretés : C 0,005, Si 0,04, Mn 0,01, Fe 0,21 % et quelques traces d'aluminium.

Après traitement d'homogénéisation, nous avons préparé des échantillons à grains fins et à gros cristaux, par écrouissage et recuit. Le dernier traitement à 1080° C était suivi d'une trempe à l'eau. Les revenus isothermes ont eu lieu à 500, 600, 700, 800 et 850° C. A partir de 600°, nous avons observé un commencement de précipitation. Celle-ci se présentait, sur les diagrammes Debye-Scherrer et sur les diagrammes de cristaux oscillants, sous forme de diffusion anormale : raies et nœuds satellites. La disposition des nœuds satellites, dans le réseau réciproque de la matrice, était la même que pour les alliages NiAl et NiAlTi (3) pour lesquels, la phase durcissante était Ni_3Al de structure cubique à faces centrées.

Chaque nœud était bordé de satellites sur les rangées $\langle 100 \rangle$ et d'écartement constant. Cet écartement constant se vérifiait sur les diagrammes Debye-Scherrer par la loi de variation de l'angle des raies satellites, à partir de la raie principale, en fonction de l'ordre. Les nœuds (h, o, o), ne possédaient qu'une seule paire de satellites, les nœuds (h, k, o), deux paires et les nœuds (h, k, l), trois paires. Ces observations ont été permises grâce à l'emploi de la méthode à double focalisation par réflexion, déjà employée pour les autres alliages (4). Nous avons obtenu ainsi la projection sur un plan de l'intensité diffusée au voisinage de chaque nœud.

La diffusion anormale peut être, ici encore, interprétée comme produite par le rassemblement des atomes dissous (titane) au sein de la matrice. Ces noyaux doivent avoir la forme de plaquettes, de réseau très voisin de celui de la matrice, et être bordés de feuillets appauvris en titane, plus riches en nickel. La variation de densité électronique y est très faible par suite de la petite différence, de facteur de structure atomique, entre les deux sortes d'atomes et de la composition des noyaux, sans doute très voisine de Ni_3Ti. C'est donc la variation de paramètre, née de la différence de rayons atomiques qui est à l'origine du phénomène.

Avec cette interprétation, on peut tirer de l'écartement des raies satellites un ordre de grandeur des complexes (5) (on appelle complexe l'ensemble d'un précipité entouré de la zone appauvrie).

t............	1 h à 650°	1 h à 700°	2 h à 700°	4 h à 700°	16 h à 700°
l (Å)........	115	165	195	280	490

Après un traitement prolongé 12 jours à 600°, 16 h à 800° environ, la cohérence cesse, mais non uniformément dans chaque grain; on observe

alors que les taches de Bragg de la matrice sont non seulement encore bordées de satellites nets et rapprochés, mais aussi de diffusion due aux plaquettes de la phase transitoire instable, et à la matrice appauvrie.

Fig. 1.

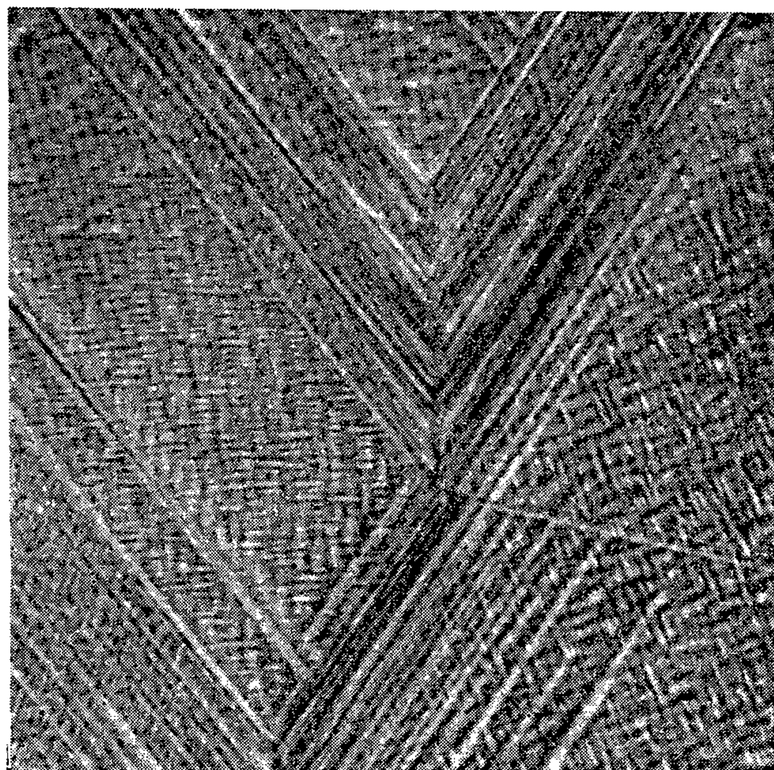


Fig. 2.

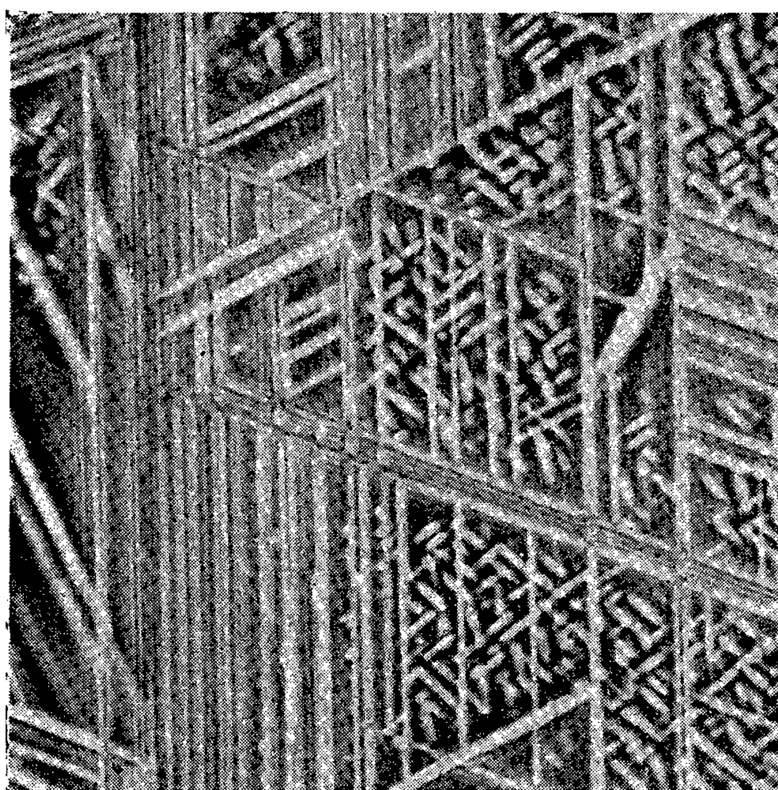


Fig. 3.

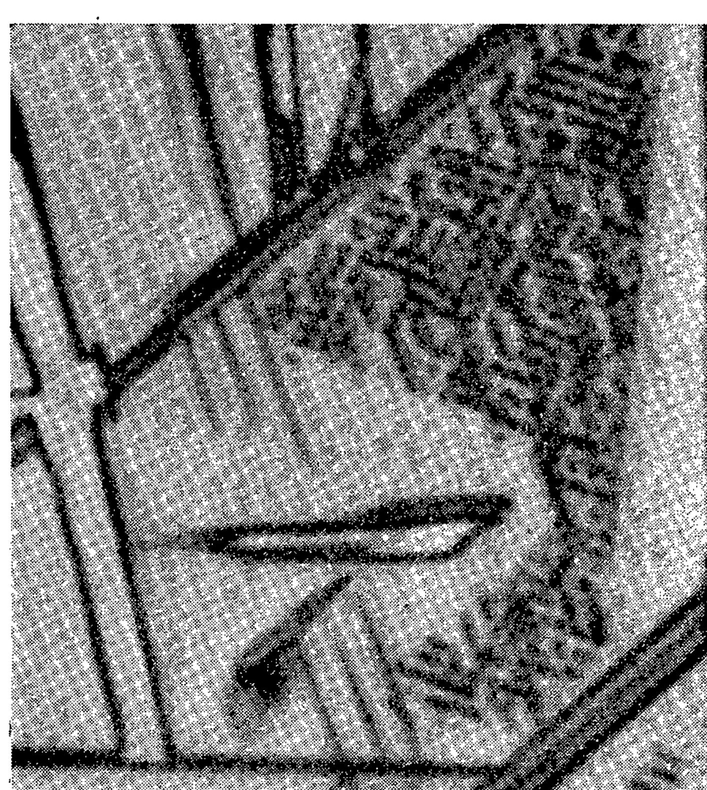


Fig. 4.

Fig. 1. — 70 h. 800°. × 80. Fond noir.
Fig. 2. — 70 h. 800°. × 2 000. Contraste de phase.
Fig. 3. — 288 h. 800°. × 2 000. Contraste de phase.
Fig. 4. — 115 h. 800°. × 3 000.

Lorsque le vieillissement est suffisant, 70 h à 800° et plus, on distingue sur les diagrammes les taches dues à trois phases : la matrice appauvrie, la phase instable que nous appellerons γ', la phase η stable Ni_3Ti; la

phase γ' a une structure très voisine de celle d'un cube à faces centrées, elle est sans doute légèrement quadratique; la phase Ni_3Ti donne au début de son apparition des taches de Bragg larges.

Pour une durée de revenu supérieure à 100 h à 800° C il apparaît en plus des taches de Bragg des anneaux Debye-Scherrer correspondant d'une part à la matrice appauvrie et d'autre part à la phase Ni_3Ti. C'est la précipitation discontinue qui s'accompagne de recristallisation.

Les résultats micrographiques sont en plein accord avec ceux obtenus par les rayons X. Les précipités ont été mis en relief par attaque anodique soit par le bain (*a*) : acide borique 6 g, acide citrique (5 g, pour 100 cm^3 d'eau) 0,3 A, 5 V, 10 à 40 s (*fig.* 3), soit par le bain (*b*) : 2 % F_2H_2, 0,26 A, 7 V. Les précipités de la phase γ' ont la forme de plaquettes dont les traces sont celles des plans {100} des cristaux. Ils coexistent avec des précipités η de faible épaisseur qui marquent les traces des plans {111}, et se développent à partir des joints de grains.

La recristallisation apparaît aussi au voisinage des joints. On voit sur la dernière micrographie l'appauvrissement de la matrice en précipités γ', auprès d'un gros précipité hexagonal (zones blanches).

Nous avons ici un cas nouveau de durcissement structural avec trois stades : précipitation, apparition d'une phase instable γ' puis de la phase d'équilibre η. On peut comparer ce comportement à celui des alliages à base d'aluminium, qui montrent ces trois stades au moins, mais pour des températures beaucoup plus basses.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) J. Manenc, *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 1817.

(2) *J. Inst. Metals*, **81**, 1952-1953, p. 25.

(3) J. Manenc, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2344.

(4) J. Manenc, *Acta Crystallographica*, 1957 (sous presse).

(5) A. Guinier, *Acta Metallurgica*, **3**, 1955, p. 300.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Démonstration théorique de l'inexistence de réactions de substitution nucléophile monomoléculaire.* Note de M. **Charles Prévost**, présentée par M. Paul Pascal.

Il est actuellement universellement admis que les réactions de substitution nucléophile se rangent en deux groupes : les substitutions nucléophiles par mécanisme d'attaque nucléophile biparticulaire, les substitutions nucléophiles dites « monomoléculaires » qui, en fait, sont caractérisées par l'intervention d'un ion carbénium C^+.

L'École anglo-saxonne représente ces mécanismes par les notations respectives SN_2 et SN_1. Dans une précédente Note (1), j'avais proposé d'autres nota-

tions; elles sont, elles aussi, ambiguës, et il est impossible de lever cette ambiguïté sans les compliquer quelque peu. C'est pourquoi je désignerai le premier groupe par la notation $SN(PN_2)$, et le second par la notation $SN(C^+?)$. Ces écritures résument tous les termes des définitions; dans la seconde, le point d'interrogation représente notre ignorance provisoire du mécanisme réel.

En fait, la cinétique justifie le processus $SN(PN_2)$, le second ordre étant la règle; par contre l'hypothèse de la nature monomoléculaire de $SN(C^+?)$ n'a jamais pu être appuyée d'arguments cinétiques (pas de premier ordre en proportions stœchiométriques, et, au contraire des exemples de second ordre indiscutable).

Considérons un couple de métamères :

(I) R—CH=CH—CH_2X,

(II) R—CHX—CH=CH_2

et choisissons X de telle nature que (I) et (II) puissent devenir facilement, mais lentement, desmotropes. L'équilibre atteint, l'allélotrope est caractérisé par le rapport [I]/[II] = P/Q, dit « rapport d'équilibre », qui ne dépend que de la température et du solvant que nous supposerons invariables par la suite.

J'ai démontré ([2]) que l'attaque de RX par AgX' est une réaction de substitution nucléophile par ion carbénium, et que son processus est l'attaque électrophile de RX par Ag^+, soit $SN(C^+PE_2)$.

Chaque acte élémentaire de Ag^+ sur (I) ou (II) donne donc indifféremment le même ion carbénium mésomère :

$$\text{R}-\overset{\delta_+}{\text{CH}}\cdots\overset{?}{\text{CH}}\cdots\overset{\delta_+}{\text{CH}_2}.$$

Il en sera encore ainsi si nous soumettons l'allélotrope (I) ⇌ (II) à l'action de AgX pris en quantité catalytique. Mais, à cette phase lente succédera une phase rapide, la régénération de (I) ou de (II) par refixation de l'ion X^- sur l'un des pôles δ_+ de l'ion mésomère. Cette fusion reformera (I) et (II) dans un rapport p/q, dit « rapport de métamérie ». Bien entendu la présence de AgX ne saurait déplacer l'équilibre.

Désignons par k_1 et k_2 les constantes de vitesse d'attaque de (I) et de (II) par Ag^+. Dans un temps Δt, il disparaît $k_1\Delta t[\text{I}][\text{Ag}^+]$ mole de (I) et $k_2\Delta t[\text{II}][\text{Ag}^+]$ mole de [II], tandis qu'il apparaît $\Delta T[\text{Ag}^+](k_1[\text{I}]+k_2[\text{II}])$ mole d'ion mésomère, lesquelles régénèrent (I) et (II) dans le rapport p/q. Écrivons qu'il y a équilibre, c'est-à-dire que les accroissements de (I) et de (II) sont nuls :

$$k_1\Delta t[\text{I}][\text{Ag}^+] = \frac{\Delta t[\text{Ag}^+](k_1[\text{I}]+k_2[\text{II}])p}{p+q},$$

$$k_2\Delta t[\text{II}][\text{Ag}^+] = \frac{\Delta t[\text{Ag}^+](k_1[\text{I}]+k_2[\text{II}])q}{p+q}.$$

En divisant membre à membre, on obtient :

$$\frac{k_1}{k_2}\frac{[I]}{[II]}=\frac{p}{q}$$

ou

(A)
$$\boxed{\frac{k_1}{k^2}\frac{P}{Q}=\frac{p}{q}.}$$

Substituons, toujours en quantité catalytique, un autre sel MeX à AgX, Me^+ étant un ion non dépourvu de pouvoir électrophile. En général, l'attaque électrophile par Me^+ sera fortement concurrencée par une attaque nucléophile $SN(PN_2)$ de l'ion X^-, concurrence qui était négligeable pour $Me^+=Ag^+$. Cette réaction concurrente $SN(PN_2)$ n'amène aucune isomérisation et il n'y a pas lieu d'en tenir compte puisqu'elle ne modifie pas le milieu. En ce qui concerne la réaction $SN(C^+PE_2)$, comme P/Q ne saurait être modifié et que p/q ne dépend que de la nature de X^- et non de celle de Me^+, la relation (A) nous enseigne que le rapport k_1/k_2 est indépendant de la nature de Me^+.

En d'autres termes, dans toutes les réactions purement $SN(C^+PE_2)$, le rapport k_1/k_2 est une constante ne dépendant que de la nature de R, du milieu et de la température. Une telle conclusion pouvait être tirée de la seule considération des modèles moléculaires.

Mais même le raisonnement est valable pour toutes les réactions $SN(C^+?)$, en particulier pour toutes les isomérisations catalytiques (I) $\rightleftharpoons$ (II) si nous désignons encore par k_1 et k_2 les vitesses de destruction des métamères (I) et (II) par une réaction quelconque. Or il est absolument impossible d'admettre qu'un changement de mécanisme permettrait encore le maintien du rapport k_1/k_2 ; s'il en était ainsi fortuitement pour un certain radical R, la substitution de R′ à R ferait disparaître cette coïncidence.

Il s'ensuit que toute réaction de type $SN(C^+?)$ a pour processus $SN(C^+PE_2)$, ce qui, pour les cinéticiens est extrêmement satisfaisant, car cette conclusion vient uniformiser les processus élémentaires des deux types de substitution nucléophile, qui deviennent l'un et l'autre biparticulaires et ne se distinguent plus que par la nature nucléophile ou électrophile de l'attaque.

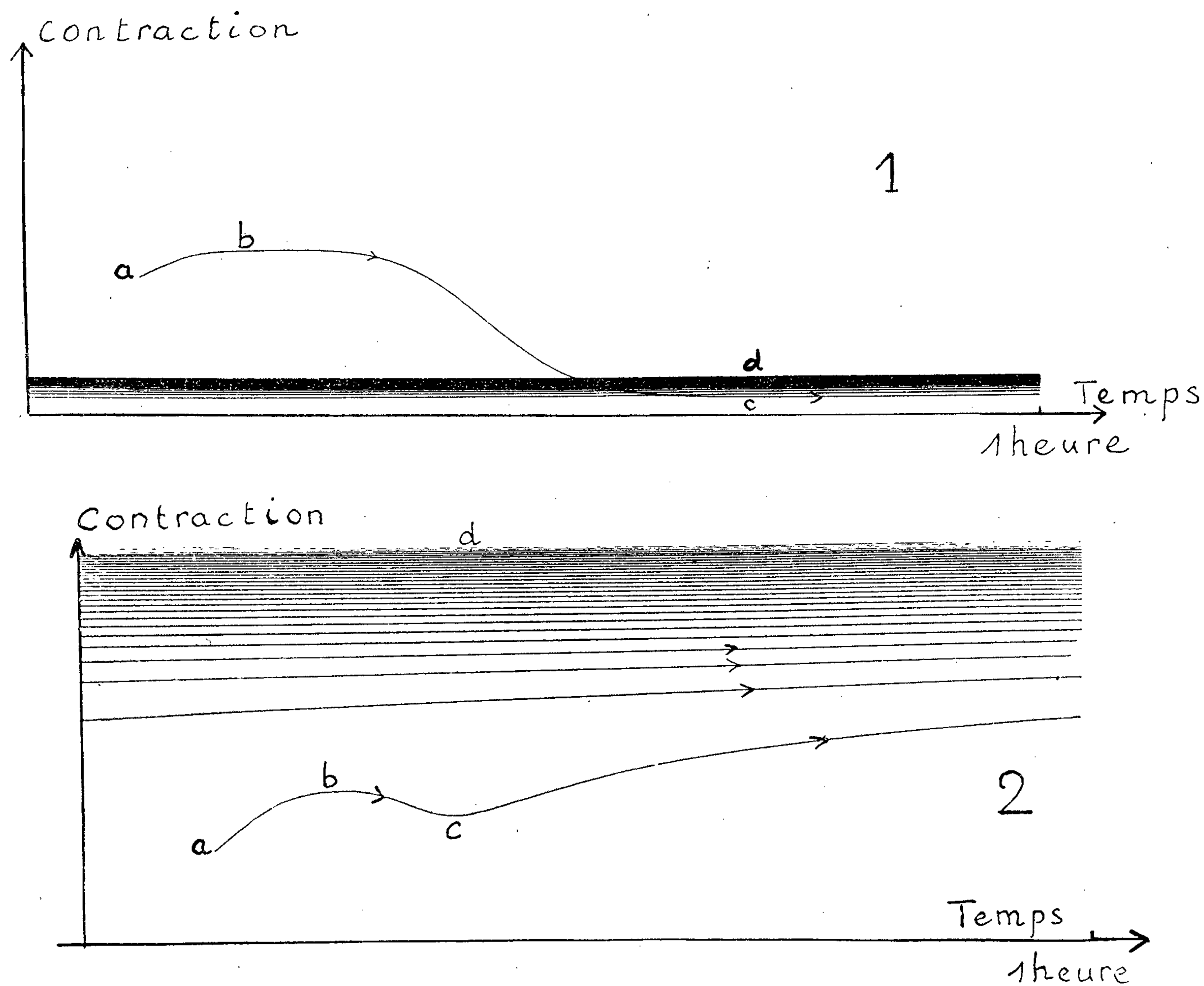
(1) C. Prévost, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 245.
(2) C. Prévost, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 288.

CHIMIE MINÉRALE. — *Influence de la présence du magnésium sur la transformation aragonite-calcite et sur le frittage de la calcite.* Note (*) de Mme **Hélène Mondange**, présentée par M. Georges Chaudron.

On sait que l'aragonite, orthorhombique, se transforme irréversiblement en calcite, rhomboédrique, entre 400 et 450° suivant les conditions de

préparation. La transformation s'accompagne d'une expansion notable et elle peut être suivie avec précision par dilatométrie ([1]), ([1 bis]). Nous avons utilisé le dilatomètre Chevenard en condition isotherme.

Nous avons étudié des aragonites obtenues à 100° par double décomposition entre une solution normale de carbonate de sodium et une solution normale de nitrate de calcium et dans ces préparations nous avons utilisé du nitrate de calcium de deux provenances différentes; selon celles-ci, d'assez grandes différences se sont révélées entre les propriétés des aragonites (*voir* les courbes dilatométriques de la figure). Ces comportements



Dilatométries isothermes obtenues sur cylindre enregistreur faisant un tour en 1 h

ab : mise en température;
bc : expansion correspondant à la transformation aragonite-calcite;
cd : retrait dû au frittage.

Courbe 1 : Précipité n° 1 exempt de Mg^{++}, $\theta = 380°$.
Courbe 2 : Précipité n° 2 contenant Mg^{++}, $\theta = 445°$.

ont été attribués à l'influence d'une impureté dans l'un des deux nitrates de calcium. En effet, nous avons constaté la présence de traces de magnésium dans l'un des précipités (n° 2), ainsi que dans le nitrate de calcium

qui avait servi à le préparer, tandis que le magnésium n'a pu être décelé ni dans le précipité n° 1, ni dans le nitrate de calcium correspondant.

Nous avons alors effectué des essais synthétiques à partir d'un nitrate de calcium exempt de magnésium auquel nous avons ajouté 1 % de nitrate de magnésium. Dans ce cas, nous avons retrouvé sur cette aragonite les mêmes propriétés anormales que précédemment. La présence de magnésium modifie les propriétés suivantes :

a. l'aspect physique des précipités et leur comportement à la compression;

b. l'aspect du diagramme de Debye-Scherrer qui indique une cristallinité très différente;

c. la température de transformation qui est modifiée : le magnésium a un effet stabilisant certain;

d. le retrait qui suit la transformation et qui est attribué à un phénomène de frittage est augmenté dans une proportion considérable par l'addition de magnésium.

Les résultats de nos expériences sont résumés dans le tableau I. Il est important de remarquer les effets de l'addition de magnésium sur le frittage. Nos mesures sont résumées dans le tableau II. Le frittage étant plus important quand la vitesse de transformation est grande, nous avons comparé les retraits pour une vitesse de transformation donnée.

TABLEAU I.

	Échantillon n° 1 : aragonite pure.	Échantillon. n°2 : aragonite contenant des ions Mg^{++}
Compression	Comprimé friable	Comprimé très dur
Diagramme Debye-Scherrer	Raies nettes	Raies floues
Température de début de transformation	400°C	450°C
Frittage	Très faible, avec une énergie d'activation non mesurable	Important, avec une énergie d'activation de 70000 cal/mole

TABLEAU II.

Comparaison des retraits enregistrés pour une durée totale de la transformation de 8 mn.

	Nature du précipité.			
	Aragonite n° 1 (sans Mg).	Aragonite n° 2 (avec Mg^{++}).	Aragonite à partir de Cl_2Ca et CO_3HK.	Vatérite.
Température (°C)	404	454	470	464
Retrait en mm après 2 h de frittage	1,5	35	3	9

En conclusion, le magnésium a un effet stabilisant certain sur la transformation de l'aragonite en calcite et une nette influence sur le frittage de la calcite. Nous poursuivons l'étude du rôle des ions alcalins et alcalino-terreux sur ces phénomènes dans l'état solide.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) G. CHAUDRON, Mme H. MONDANGE et M. PRUNA, *Compte rendu du symposium international sur la réactivité des solides*, Gothenburg, 1952.

(1 bis) M. PRUNA, *Thèse*, Paris, 1951.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Recherches sur les dérivés de condensation des homophtalimides et des aldéhydes aromatiques et hétérocycliques.* Note de M. **RENÉ DABARD**, présentée par M. Marcel Delépine.

Synthèse et étude polarographique des produits de condensation des homophtalimides et des aldéhydes aromatiques et hétérocycliques. Principe d'un dosage polarographique pour la cinétique de la condensation.

Poursuivant nos recherches sur la polarographie des composés β-dicarbonylés cycliques (1), nous avons synthétisé un certain nombre de benzylidène, thénylidène et furfurylidène homophtalimides substitués ou non à l'azote des types (I) et (II).

Ces recherches ont été entreprises dans le but d'étudier systématiquement l'influence des paramètres chimiques R, R′ et R″ sur la vitesse de formation de ces composés.

Condensation des homophtalimides et des aldéhydes aromatiques. — La condensation est faite en présence de pipéridine et dans l'alcool bouillant. Le tableau ci-dessous donne les points de fusion des composés de condensation du type (I) qui, à notre connaissance, étaient encore inconnus :

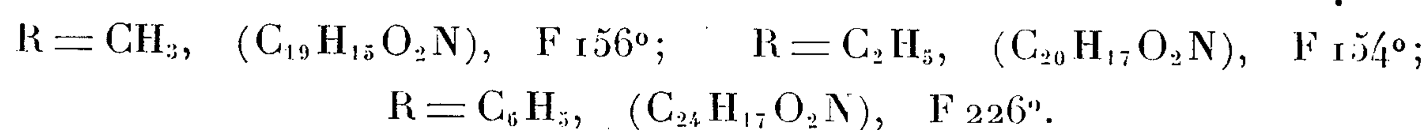
R. R′.....	NO_2.	NH_2.	Cl.	CN.
H (°C).....................	–	195	210	252
CH_3 (°C).....................	191	215	120	–
C_2H_5 (°C).....................	–	–	128-129	184
C_6H_5 (°C).....................	262	–	198	201

Tous ces composés sont colorés en jaune, sauf l'[amino-4 benzylidène]-1 homophtalimide et l'[amino-4 benzylidène]-1 N-méthyl homophtalimide, qui sont rouges. Les points de fusion indiqués sont des points de fusion instantanés pris au bloc Köfler. Si l'on soumet certains de ces composés, en particulier les dérivés aminés, à un chauffage progressif (tube de Thiele), la fusion peut se produire à des températures nettement inférieures.

Condensation des homophtalimides et des aldéhydes hétérocycliques. — Les aldéhydes α-thiophéniques substituées, préparées récemment (2) nous ont donné selon le même mode opératoire les thénylidènes homophtalimides (II), dont nous donnons ci-après les caractéristiques :

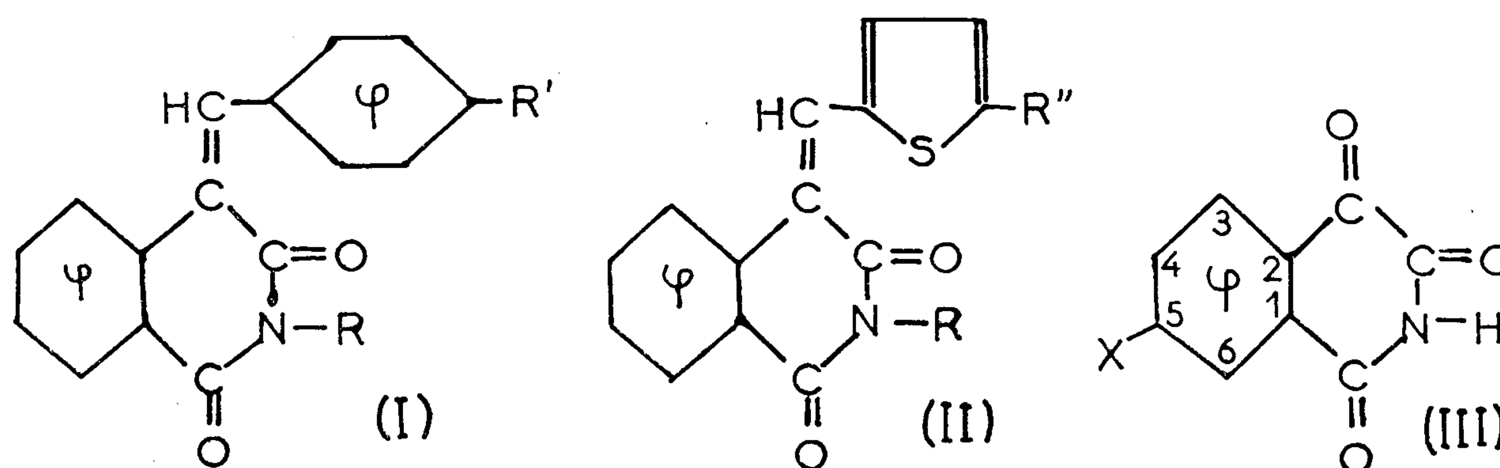
R. R″.....	H.	NO_2.	Cl.
H	204-205°	341°	226°
CH_3	148-149°	238-239°	»
C_2H_5	144-145°	»	»
C_6H_5	245°	290°	259°

Nous avons également préparé par le même procédé le benzylidène N-méthyl homophtalimide ($C_{17}H_{13}O_2N$), F 96°; le furfurylidène-2 N-méthyl homophtalimide ($C_{15}H_{11}O_3N$), F 125°; le furfurylidène-2 N-phényl homophtalimide ($C_{21}H_{15}O_3N$), F 260° (jaune verdâtre) et les cinnamilydènes N-alcoyl homophtalimides dont les formules et les points de fusion respectifs sont :



$R = CH_3$, ($C_{19}H_{15}O_2N$), F 156°; $R = C_2H_5$, ($C_{20}H_{17}O_2N$), F 154°;
$R = C_6H_5$, ($C_{24}H_{17}O_2N$), F 226°.

Dans le but d'obtenir un nouveau paramètre de structure, nous avons, en outre, tenté de synthétiser des homophtalimides substitués dans le cycle aromatique. La voie d'accès la plus directe consistait à préparer le nitro-5 homophtalimide. Mais la nitration de l'homophtalimide s'accompagne de l'oxydation du méthylène hétérocyclique et on obtient des dérivés de la phtalonimide (III) ($X = H$). Le nitro-5 (?) phtalonimide (III, $X = NO_2$) obtenu dans ces conditions est difficile à purifier, mais par réduction il donne facilement un amino phtalonimide ($C_9H_6O_3N_2$), rouge, F_{sub} 355°, qui, traité par l'anhydride acétique conduit à l'acétamino phtalonimide ($C_{11}H_8O_4N_2$), jaune orangé, F 360°.



Les produits de condensation obtenus (I) donnent une vague polarographique bien définie dont on trouvera ci-après quelques caractéristiques ($R = H$; $E_{1/2}$ en volts E. C. S. en valeur absolue)

φR'	C_6H_5.	C_4H_3S.	C_4H_3O.
$E_{1/2}$(pH 2)	0,81	0,77	0,78

L'alcoylation à l'azote augmente légèrement le potentiel de demi-vague.

La vague du benzylidène est donc nettement séparée de celle de l'aldéhyde qui lui donne naissance et l'on peut utiliser cette propriété pour suivre la cinétique de la condensation. Au cours de la condensation la vague de l'aldéhyde disparaît et celle du benzylidène apparaît progressivement : on dispose donc de deux méthodes analytiques concourantes pour suivre la réaction. Les premiers résultats obtenus montrent que, dans les conditions utilisées, la réaction est

réversible et que l'introduction d'un atome de chlore en para sur l'aldéhyde augmente la vitesse de condensation. Les résultats cinétiques seront publiés ultérieurement.

(1) J. TIROUFLET et R. DABARD, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2839.
(2) J. TIROUFLET et P. FOURNARI, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 61.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Étude du comportement de l'ω-diéthylamino-isobutyrophénone vis-à-vis des réactifs de Grignard et de l'hydrure de lithium et d'aluminium.* Note de M^me **HENRIETTE RIVIÈRE-LARRAMONA**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'action de RMgX ou $LiAlH_4$ sur l'ω-diéthylamino-isobutyrophénone donne la réaction d'addition sur le carbonyle. Avec le chlorure de tertio-butyl magnésium cette action conduit à la réduction du carbonyle d'une part et à la substitution de la fonction amine par le radical tertio-butyle d'autre part. L'absence de désaminométhylation peut être attribuée à la salification de la fonction amine par le milieu réactionnel.

Nous avons mis en évidence antérieurement (1), que sous l'action des réactifs basiques (amines), certaines β-aminocétones conduisent à une réaction de coupure analogue à la réaction inverse de l'aminoalcoylation (désaminométhylation). Cette réaction se produit également par action des réactifs acides, cependant elle est plus lente (2).

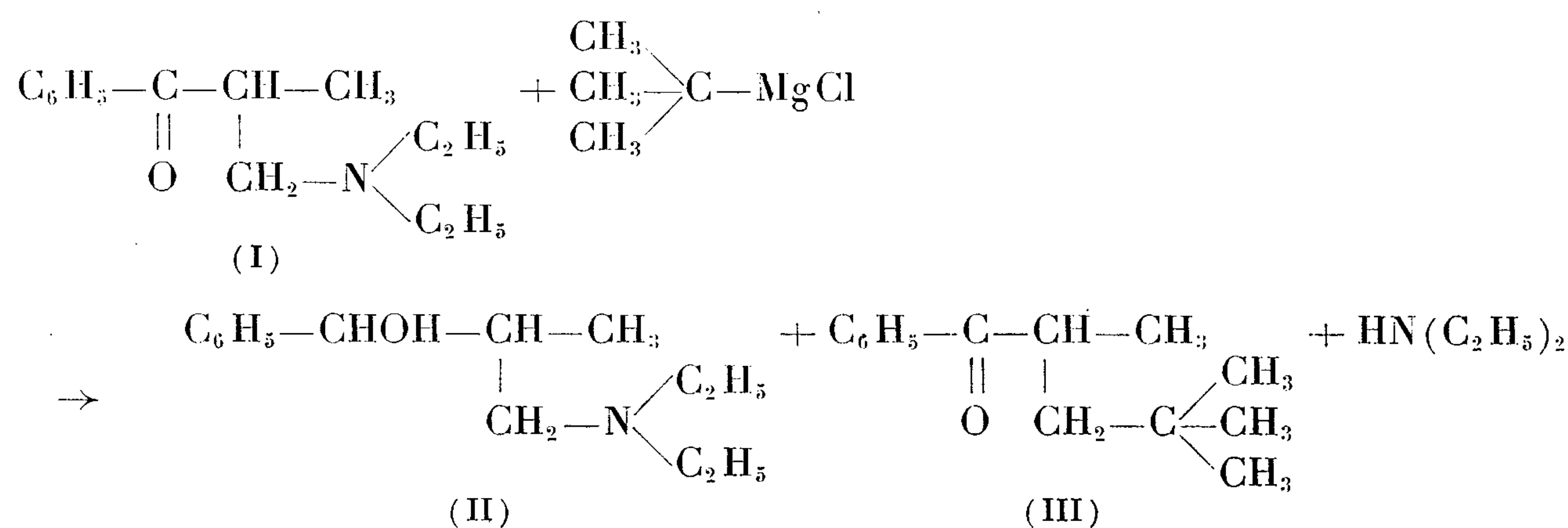
Bien qu'habituellement les β-aminocétones conduisent à l'alcool tertiaire par action des réactifs de Grignard (3) et à l'alcool secondaire par action de l'hydrure de lithium et d'aluminium (4), il nous a paru intéressant d'étudier le comportement de l'ω-diéthylamino-isobutyrophénone (I) vis-à-vis de ces réactifs. En effet, cette β-aminocétone conduit à la réaction de désaminométhylation par action des réactifs basiques et plus lentement par action des réactifs acides.

Étant donné les propriétés particulières de la β-aminocétone (I) il était intéressant de voir si les réactifs de Grignard et l'hydrure double, réactifs amphotères seraient susceptibles de provoquer également cette réaction de coupure.

Nous avons constaté que le bromure de phényl magnésium, le chlorure de cyclohexyl magnésium conduisent à la formation de l'alcool tertiaire, et que l'hydrure double conduit à l'alcool secondaire. Ces réactions d'addition sur le carbonyle sont toujours accompagnées d'une réaction d'élimination d'amine (20 à 25 %) résultant de l'attaque de l'hydrogène en α par le réactif.

Étant donné que ces trois réactifs, de structure et de basicité (5) très différentes réagissent préférentiellement sur le carbone du carbonyle et ne conduisent pas à la désaminométhylation, nous nous sommes demandé si cette

réaction ne pourrait pas être provoquée par un réactif de Grignard encombré, tel que le chlorure de tertio-butyl magnésium. En effet il est connu que l'addition sur le carbonyle est sensible à l'encombrement stérique du réactif [6]. On pouvait donc espérer que la réaction d'addition sur le carbonyle étant ralentie, la réaction de coupure se manifesterait. Nous avons observé que l'action de ce réactif sur le composé (I) ne conduit pas à la désaminométhylation mais donne l'alcool secondaire (50 %) (II) provenant de la réduction du carbonyle par le réactif et d'autre part l'ω-tertio-butyl-isobutyrophénone (45 %) (I) [7]. Cette dernière pourrait résulter soit d'une réaction d'élimination suivie d'une réaction d'addition en 1—4, soit d'une substitution directe de la fonction amine à l'état d'ammonium par le radical tertio-butyle.



Une des raisons possibles qui expliquerait l'absence de désaminométhylation par les réactifs de Grignard et par l'hydrure double, pourrait être la salification de la fonction amine par ces réactifs.

Dans le cas du réactif de Grignard, elle peut résulter de la fixation sur la fonction amine de RMgX ou de X_2Mg, tous deux étant des acides de Lewis. Dans le cas de $LiAlH_4$, cette salification résulterait de la fixation sur la fonction amine de AlH_3 qui est également un acide de Lewis.

Partie expérimentale. — 1° *Action de* RMgX. — L'ω-diéthylamino-isobutyrophénone en solution éthérée est ajoutée, goutte à goutte, au réactif de Grignard en excès (1,1 mol). Le composé magnésien est décomposé par une solution de $ClNH_4$. Après acidification et séparation des fractions neutres, la solution aqueuse est saturée de CO_3Na_2 et les fractions aminées épuisées à l'éther.

L'action de C_6H_5MgBr donne 70% de diphényl-1.1, diéthylamino-3 méthyl-2 propanol [F 65° [8]; chlorhydrate F 186-188°, $C_{20}H_{28}ONCl$; Cl %, calculé 10,6; trouvé 10,9] et 20% de α-méthyl-acrylophénone [9] $É_4$ 65°; n_D^{25} 1,5358.

L'action du chlorure de cyclohexyl magnésium conduit à 60% de phényl-1 cyclohexyl-1 diéthylamino-3 méthyl-2 propanol (chlorhydrate F 188-190°; $C_{20}H_{34}ONCl$; Cl%, calculé 10,8; trouvé 11,0) et à 20% de α-méthyl-acrylophénone.

Par action de $(CH_3)_3C$-MgCl dans les conditions indiquées ci-dessus, on retrouve 50 % de (I) inchangée. Si l'on fait agir un grand excès de $(CH_3)_3C$-MgCl (4 mol) on obtient 50 % de phényl-1, diéthylamino-3 méthyl-2 propanol II [10] ($É_{0,8}$ 120-122°, chlorhydrate F 173°) et 45 % d'un produit dont l'état de pureté n'est pas parfait mais dont l'analyse et le spectre ultraviolet semblent indiquer qu'il s'agit de l'ω-tertio-butyl isobutyrophénone III. $É_{0,5}$ 80-82°; $C_{14}H_{20}O$; calculé %, C 82,30, H 9,86; trouvé %, C 81,98 et 81,92; H 9,86 et 9,83. Spectre ultra-violet λ_{max} 245 mμ. La diéthylamine résultant de cette réaction a été caractérisée par son picrate : calculé pour $C_4H_{11}N$, $C_6H_3O_7$: P. M. 302,1, trouvé 300,5 (CH_3COOH-ClO_4H).

2° *Action de* $LiAlH_4$. — L'action de $LiAlH_4$ (2 mol) sur (I) conduit à 70 % de phényl-1 diéthylamino-3 méthyl-2 propanol [10], [11] et à 25 % de phényl-1 méthyl-2 propanol $É_{10}$ 110-111°. Phényluréthane F 80° (pas de dépression avec la phényluréthane de l'alcool préparé par réduction de l'isobutyrophénone).

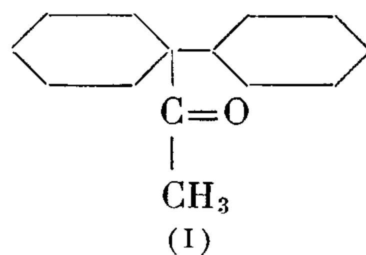
(1) H. LARRAMONA, *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 488.
(2) H. LARRAMONA, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2544.
(3) M. S. KHARASCH et O. REINMUTH, *Grignard Reactions of Nonmetallic Substances*, Constable, London, 1954, p. 240-436.
(4) N. G. GAYLORD, *Reduction with complex Metal Hydrides. Interscience Publishers*, London, 1956, p. 168.
(5) A. BRUYLANTS, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 117.
(6) J. COLONGE et J. DREUX, *Bull. Soc. Chim.*, **230**, 1950, p. 740. *Voir* également note (3).
(7) Le produit n'est pas parfaitement pur, cependant son analyse et son spectre ultraviolet montrent qu'il s'agit de l'ω-tertio-butyl-isobutyrophénone.
(8) Tous les points de fusion ont été pris au banc Köfler.
(9) J. H. BURCKHALTER et R. C. FUSON, *J. Amer. Chem. Soc.*, **70**, 1948, p. 4184.
(10) M. TIFFENEAU, *Ann. Chim.*, (8), **10**, 1910, p. 365.
(11) Cet aminoalcool ayant deux carbones asymétriques, nous avons essayé de voir si la réduction à l'aide de l'hydrure double conduisait au même mélange de diastéréoisomères que la réduction par le chlorure de tertio-butyl magnésium. Dans les deux cas, nous avons isolé 40 % de chlorhydrate F 173°. Le produit isolé des eaux mères de cristallisation se présente sous forme d'huile.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Considérations sur la stéréochimie de l'énolisation en milieu acide et en milieu basique.* Note de Mme **MICHELINE CHARPENTIER** et Mlle **BIANCA TCHOUBAR**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'étude de la (cyclohexyl-1 cyclohexyl) méthyl cétone apporte des faits montrant que les implications stériques de l'énolisation d'une cétone en milieu acide sont nettement différentes de celles de l'énolisation en milieu basique.

Les résultats inattendus obtenus lors de la bromuration et de la sodation de la (cyclohexyl-1 cyclohexyl) méthyl cétone (I) ont attiré notre attention sur la stéréochimie de l'énolisation (1), (2).

Le tableau suivant résume les faits constatés :



+ Br_2 en milieu acide	→	bromuration normale
+ Br_2 en milieu alcalin	→	bromuration extrêmement lente (*)
+ NH_2Na	→	énolisation très lente (**)
+ CH_3MgBr	→	énolisation normale

(*) Agitée avec une solution d'hypobromite à froid, la cétone (I) ne se brome pas. Dans une solution dioxanique à l'ébullition, avec un excès considérable d'une solution d'hypobromite ajoutée en plusieurs portions, on obtient un faible pourcentage de brome organique.

(**) Trois jours de chauffage à reflux en solution toluénique sont nécessaires pour constater la disparition totale de l'amidure.

L'extrême lenteur de l'énolisation de la cétone (I) en milieu alcalin est un fait contraire à ce qui est généralement constaté pour d'autres cétones ([3]).

Il nous a paru raisonnable de rechercher l'origine du comportement « anormal » de la cétone (I) dans les conditions géométriques imposées aux états de transition par les divers mécanismes de l'énolisation. En effet cette molécule, même dans sa conformation la plus favorable — les deux cycles équatoriaux l'un par rapport à l'autre —, est à l'état initial déjà assujettie à une compression stérique assez forte : la distance entre plusieurs atomes est inférieure à la somme de leurs rayons de Van der Waals ([4]). Par conséquent une faible diminution de cette distance peut entraîner une très forte augmentation de la contrainte stérique. Il est admis en effet que pour une distance inférieure aux rayons de Van der Waals, l'interaction entre deux atomes est une fonction exponentielle de cette distance ([5]).

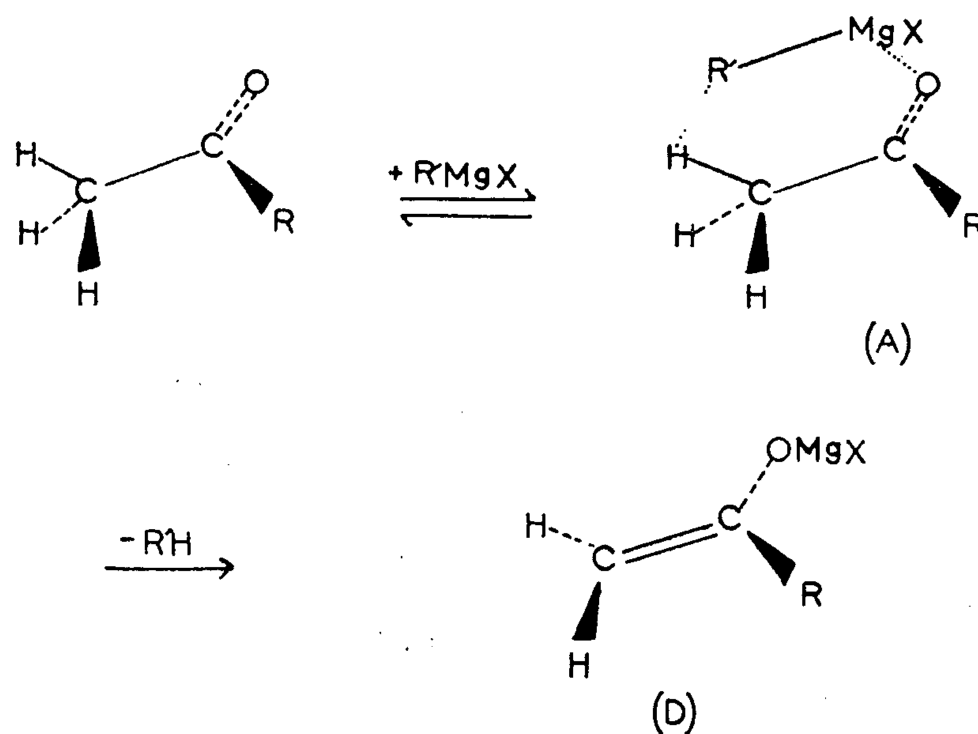


Schéma 1.

Il nous a paru que l'examen des conditions stériques de l'énolisation était possible grâce d'une part à l'analogie entre les processus d'énolisation et les réactions d'élimination tant en milieu acide qu'en milieu alcalin [6], [7], et d'autre part aux travaux de R. E. Lutz et C. J. Kibler [8] sur l'énolisation des cétones par les réactifs de Grignard. *En présence d'un réactif de Grignard,* une cétone s'énolise par un mécanisme impliquant très probablement un état de transition cyclique [9] comme le représente le schéma ci-avant.

En milieu acide, l'énolisation peut être rapprochée d'une réaction d'élimination pseudo-unimoléculaire dont le mécanisme et les implications stériques ont été récemment élucidés [10]. Elle se déroulerait de la façon suivante :

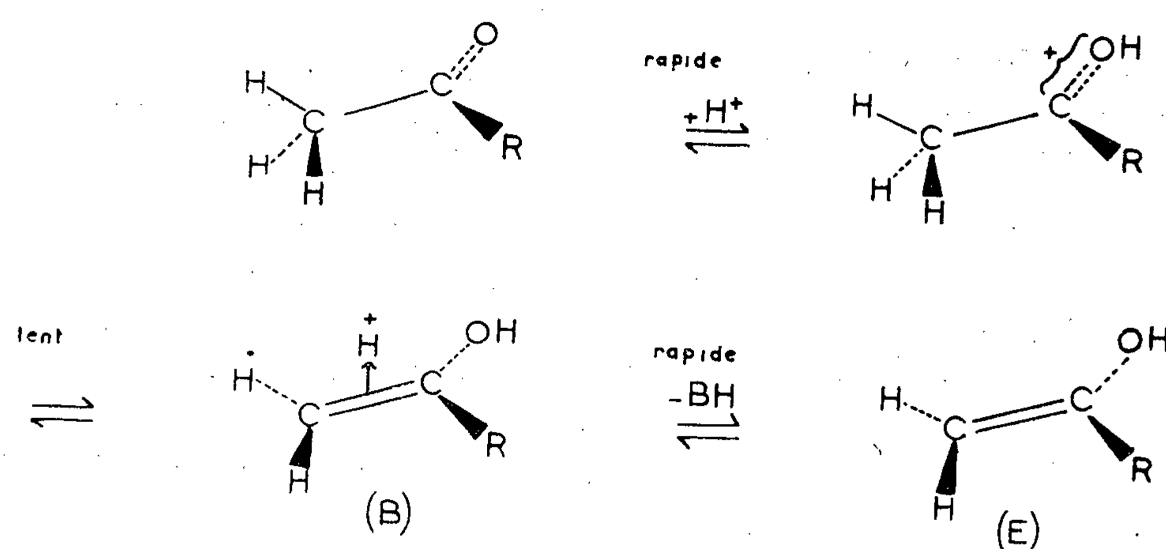


Schéma 2.

L'énolisation en milieu acide serait donc un processus discontinu et non pas continu comme il a été admis jusqu'à présent [6], [7].

En milieu alcalin, l'énolisation peut être assimilée à une élimination bimoléculaire impliquant un mécanisme continu [7] représenté par le schéma suivant :

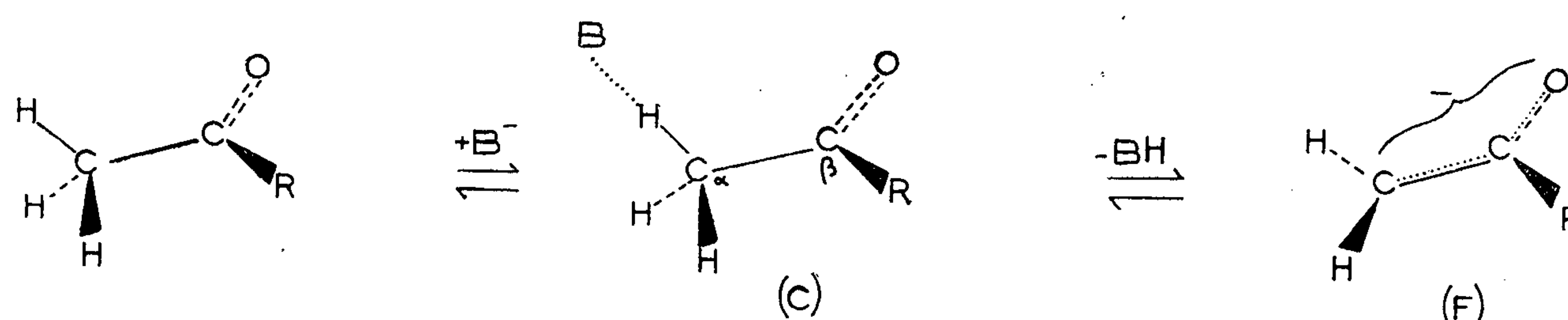


Schéma 3.

Il est donc évident que ces trois mécanismes ont des implications stériques différentes.

L'examen des modèles montre que dans l'état de transition (A) et dans le composé intermédiaire (B) il n'y a aucune contrainte stérique supplémentaire : (B) est l'acide conjugué de l'énol, sa structure est celle d'un complexe π et sa transformation en énol (E) ne constitue pas le stade

déterminant la vitesse de l'énolisation; quant à la formation du complexe cyclique (A) elle n'est aucunement gênée par la présence du radical (cyclohexyl-1 cyclohexyl), elle s'effectue du côté le plus dégagé de la molécule.

L'état de transition (C) lui, possède obligatoirement une structure géométrique intermédiaire entre celle de la cétone et celle de l'ion énolate carbéniate (F). Lors du passage de la conformation tétraédrique du C_α à une conformation trigonale, les interactions stériques augmentent entre la base, partie intégrante de l'état de transition, et le radical (cyclohexyl-1 cyclohexyl).

Cette dernière hypothèse permettrait d'expliquer l'énolisation extrêmement lente de la cétone (I) sous l'action d'un réactif basique.

(1) M. Charpentier-Morize, *Bull. Soc. Chim.*, 1954, p. 497.

(2) Il est bien connu que la vitesse de bromuration d'une cétone est déterminée tant en milieu acide qu'en milieu basique par sa vitesse d'énolisation.

(3) P. D. Bartlett, *J. Amer. Chem. Soc.*, 56, 1934, p. 967.

(4) Au cours de ce travail pour mesurer les distances entre les atomes, nous nous sommes servis des modèles du type Barton.

(5) D. H. R. Barton et R. C. Cookson, *Quart. Rev.*, 1956, p. 44.

(6) E. D. Hughes, *Nature*, 147, 1941, p. 812.

(7) C. K. Ingold, *Structure and Mechanism in Organic Chemistry*, Cornell University Press, Ithaca, New-York, 1953, p. 554.

(8) *J. Amer. Chem. Soc.*, 63, 1940, p. 360.

(9) M. S. Kharasch et O. Reinmuth, *Grignards Reactions of Non Metallic Substances*, Constable, London, 1954, p. 176.

(10) E. L. Purlee et R. W. Taft, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 5807.

MINÉRALOGIE. — *Altération des cristaux de kaolinite; détermination par microdiffraction électronique, de la structure des produits altérés.* Note (*) de Mme **Agnès Oberlin (Mathieu-Sicaud)**, présentée par M. Charles Mauguin.

Les microcristaux de kaolinite altérés par la méthode de percolation-dessiccation ont été étudiés, par diffraction électronique. Les diagrammes obtenus, sont des diagrammes de monocristal, qui permettent après calcul des facteurs de structure, d'identifier les produits d'altération comme étant de la métahalloysite.

Dans une Note précédente (1), on a étudié au microscope électronique, l'altération de la kaolinite, produite par un traitement doux. Les particules d'argile, soumises pendant plusieurs semaines à une alternance de lessivages par l'eau, en cycle fermé et de séchages à 80°, s'amincissent en se clivant suivant (001) et se replient plus ou moins complètement.

Cette transformation morphologique s'accompagne de modifications structurales très sensibles sur les diagrammes de microdiffraction de

chaque cristal. Le premier type de diagramme, correspondant aux particules de kaolinite normale, ne montre qu'un centre de symétrie. Les taches les plus intenses sont $0\bar{6}0$, 060, $1\bar{1}0$. Le deuxième type de diagramme pris sur la partie plane d'une particule altérée est encore centrosymétrique, mais diffère du précédent par les intensités des taches; particulièrement par les renforcements de 330 et $3\bar{3}0$.

Le but de ce travail est de déterminer la nature du produit d'altération de la kaolinite, par l'étude des diagrammes de diffraction. La méthode classique d'analyse structurale, à l'aide d'un diagramme de cristal unique, consistant à calculer directement les courbes de densité électronique, ne peut être employée ici. La méthode choisie se borne à émettre une hypothèse sur la structure des particules altérées, puis à calculer les intensités selon cette hypothèse et enfin à les confronter aux intensités mesurées. Malgré le nombre limité de taches observables, ce procédé donne pour une faible modification dans la structure hypothétique, des solutions suffisamment différentes pour permettre la discrimination.

Nous étudierons successivement :

1° La kaolinite normale. Cette dernière dont on connaît déjà la structure [2] sert à justifier la validité de la méthode, appliquée à un microcristal mince.

2° Les particules altérées.

Dans tous les cas, les diagrammes de diffraction ne donnent que les taches d'indice *hko*. Cependant l'élongation calculée des nœuds du réseau réciproque suivant la perpendiculaire à (001), est inférieure au demi-paramètre suivant cette direction [3] ce qui permet de comparer les intensités calculées et mesurées.

L'intensité de chaque tache a été mesurée sur plusieurs clichés, par comparaison avec des échelles étalons de densité. Les mesures ont été effectuées sur des diagrammes à temps de pose croissant pour respecter la loi de réciprocité.

L'estimation des facteurs d'erreur a été tentée en utilisant d'une part le facteur R habituel, d'autre part, le coefficient de corrélation linéaire de Gauss-Bravais [4]. Ce coefficient ρ est égal à l'unité pour une corrélation parfaite et correspond au coefficient $R = 0$.

Pour la kaolinite normale, les résultats confirment la structure déterminée par Brindley, ce qui prouve dans cette étude, la validité d'application de la méthode. Les courbes de la figure 1 permettent de comparer les intensités calculées (trait pointillé) et mesurées (trait plein) pour les taches *hko* et $h\bar{k}o$. Les indices portés en abscisse sont rangés par d_{hko} croissantes. Les facteurs R et ρ ont pour valeur :

$$R = 0{,}08, \qquad \rho = 0{,}99.$$

Dans le cas des particules altérées, le clivage suivant (001) suggérant une désorganisation progressive, à la limite, le minéral altéré corres-

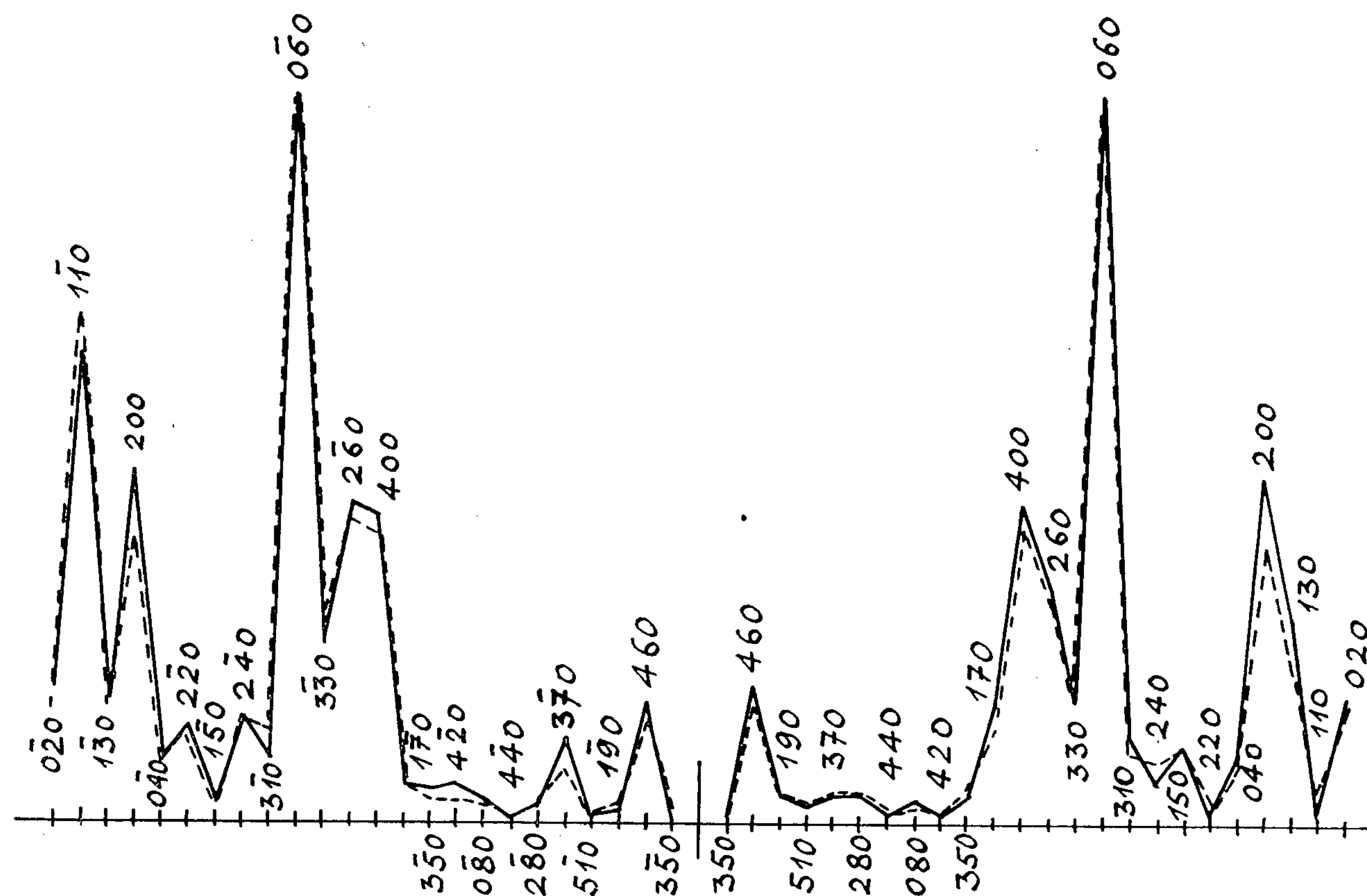


Fig. 1.

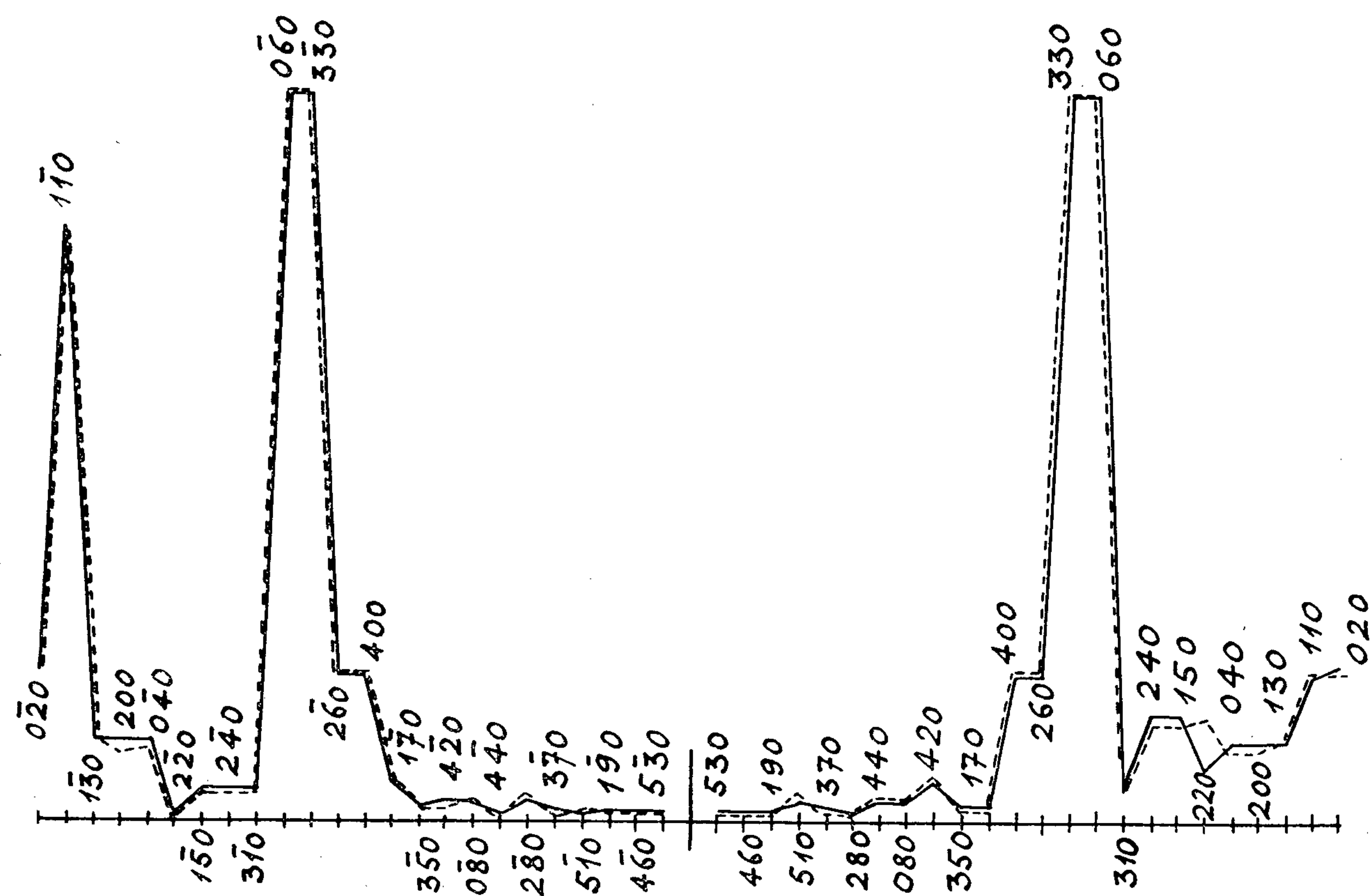


Fig. 2.

pondrait à l'halloysite. Cette dernière est une série de feuillets uniques de kaolinite totalement désordonnés suivant la perpendiculaire à (001)

et séparés par une couche monomoléculaire d'eau (5). L'élimination de l'eau se fait très facilement et conduit à la métahalloysite, dans laquelle les feuillets kaolinite se rejoignent. Les cristaux étant observés sous vide. il se formerait donc de la métahalloysite dont la structure est connue (6). Les courbes de la figure 2 montrent un très bon accord entre les intensités calculées à partir de cette hypothèse (traits pointillés) et les intensités mesurées (traits pleins)

$$R = 0,05, \qquad \rho = 0,99,$$

L'ensemble de ce travail, s'appuyant sur des résultats antérieurs fournit d'une part une hypothèse sur le mode de formation de l'halloysite en tant qu'altération de la kaolinite; d'autre part, il permet de relier la forme des particules à la structure cristalline.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) A. OBERLIN (MATHIEU-SICAUD) et C. TCHOUBAR, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1524.

(2) G. W. BRINDLEY et K. ROBINSON, *Miner. Mag.*, 27, 1946, p. 242-253.

(3) Z. G. PINSKER, *Electron Diffraction*, 1953, Butterworth Sc. Public, London.

(4) A. RIMSKY, Communication à la Société française de Minéralogie-cristallographie, 4 février 1957.

(5) G. W. BRINDLEY, K. ROBINSON et D. M. C. MACEWAN, *Nature*, London, 157, 1946, p. 225-226.

(6) S. B. HENDRICKS, *Amer. Min.*, 23, 1938, p. 295-301.

GÉOLOGIE. — *Sur le Quaternaire marin au Sud du Cap Spartel (Maroc septentrional).* Note de M. **MARCEL GIGOUT**, présentée par M. Paul Fallot.

Traces de cinq transgressions quaternaires entre le cap Spartel et l'Oued Tahadartz. Outre la formation principale des Grottes d'Hercule, datant du Quaternaire ancien, on reconnaît des épisodes aux maxima de +30 m environ, +12 m, l'Ouljien et le Dunkerquien. Le Quaternaire ancien est déformé en un monoclinal atténué.

Sur le littoral atlantique de la Province de Tanger, la formation pléistocène marine la mieux connue est le grès à meules des Grottes d'Hercule, ou cap Achakar. J. Bourcart et G. Lecointre en ont établi l'âge quaternaire ancien, sur des bases paléontologiques. On avait déjà remarqué des épisodes plus récents (1).

Je nommerai « formation principale des Grottes d'Hercule » les dépôts du Quaternaire ancien, qui sont quantitativement les plus importants. Leur affleurement est une bande de 2 × 0,5 km environ, parallèle au littoral entre l'oued Mediouna et le cap Achakar. La formation principale repose sur des argiles crétacées à bancs de grès. Sa base s'élève vers l'intérieur du continent, avec une pente moyenne de 6°. Le sommet est une plateforme de comblement, inclinée dans le même sens, mais de 2° seulement.

On y distingue deux faciès : une formation gréso-argileuse litée, souvent à stratification entrecroisée; elle passe vers le haut, et aussi latéralement vers les terres, à une lumachelle de gros débris de coquilles, avec galets dispersés. Le premier faciès correspond donc à un dépôt en eaux un peu plus profondes que le second.

Dans la partie orientale de l'affleurement, de part et d'autre de l'oued Achakar, l'inclinaison à l'ouest de la formation principale s'accentue, passant à 20°, atteignant même 40° en deux points. Il y a donc déformation tectonique, en monoclinal. Ce pli est faible, puisqu'un témoin de la formation principale existe à un niveau à peine supérieur, à 200 m vers l'Est; je l'estime à une quinzaine de mètres. Le monoclinal disparaît rapidement au Nord : il n'existe plus à l'oued Mediouna. Par contre on ne sait pas s'il se poursuit ou non au Sud, dans les argiles crétacées dépourvues de manteau quaternaire. Il n'y a plus de ressaut topographique à son emplacement, ce qui prouve que la déformation est relativement ancienne.

Il est certain que deux épisodes quaternaires distincts ont raviné la formation principale. Les dépôts du plus ancien ne sont conservés qu'au bord de la plate-forme des Grottes d'Hercule, à proximité de l'auberge Robinson. Je l'appelle « formation de Robinson ». La meilleure coupe en est donnée par la tranchée de la route du cap Spartel, sur la rive gauche de l'oued Achakar, en haut de la côte. On y voit :

a. des grès-calcaires de la formation principale; *b.* un niveau d'altération du précédent, en sable argileux jaune et rouge, épais de 0,5 m; *c.* des blocs bien arrondis de la formation principale, emballés dans une lumachelle conglomératique semblable au Quaternaire ancien de faciès littoral, mais un peu moins dure; *d.* 1 m, de la même lumachelle; *e.* limons conglomératiques rouges.

Les traces de ce ravinement marin sont conservées entre les altitudes 15 et 25 m. Il n'y a pas de falaise permettant de mesurer l'altitude maxima atteinte par cet épisode, mais la présence de gros blocs littoraux et la disparition de ce terme vers l'intérieur font penser que le niveau doit être voisin de 30 m.

Les dépôts du deuxième épisode, qui ravinent la formation principale aux Grottes d'Hercule sont un peu mieux conservés. Ils sont responsables d'une falaise morte, que l'on discerne au Sud de Robinson, où elle est presque confondue avec la falaise actuelle. La falaise fossile comporte une base, marine, de lumachelle conglomératique, puis des blocs de la formation principale, éboulés et cimentés dans un grès-calcaire fin, dunaire, encroûté en surface. L'altitude de la base marine, et la rupture de pente du pied de falaise, prouvent que le niveau maximum de cette mer correspond à + 5 m. Ses caractéristiques de détail sont celles de l'Ouljien du Maroc occidental.

Deux épisodes quaternaires sont représentés à l'écart des Grottes d'Hercule. L'un, au Nord, est l'auteur des belles plates-formes d'abrasion sculptées au Ras-es-Chebira, au Ras-es-Slocklia, et entre celui-ci et le cap Spartel; les fragments, échelonnés sur 1400 m, ont tous une altitude maxima de 12 m. Il est évidemment difficile de prouver de façon formelle qu'il ne s'agit pas d'Ouljien soulevé de quelques mètres. Je ne le pense pas, pour diverses raisons, telles que l'absence des lumachelles, placages dunaires et croûte qui existent aux Grottes d'Hercule.

Enfin à 15 km au Sud des Grottes d'Hercule, à hauteur du douar Haouara, on remarque, entre l'estran sableux et un cordon littoral moderne, une dalle de grès-calcaire coquillier, épaisse de moins de 1 m. C'est un sédiment identique à celui de la plage actuelle, mais consolidé. Je rapporte ce terme, par analogies de faciès et de gisement, au Dunkerquien que j'ai décrit à Témara et Miramar.

On sait que sur la méséta marocaine, qui peut être prise comme domaine de référence parce qu'elle est tectoniquement stable, les altitudes des pulsations transgressives quaternaires sont : 100, 60, 25-30, 15-20, 5-8 et 2 m. Le parallèle avec les termes reconnus à Tanger est étroit. Il n'y manque qu'un des épisodes du Quaternaire ancien, le Calabrien (de 100 m) ou le Sicilien (de 60 m). Comme sur la méséta, c'est le terme de 15-20 m qui est le moins bien établi.

(1) Observations de G. LECOINTRE, *Notes et Mém. Serv. géol. Maroc*, **1**, n° **99**, 1952, p. 109, et de B. HOWE et C. E. STEARNS, *Actas I Congr. arqueol. Marruecos español*, 1953, 1955, p. 39.

(Institut scientifique chérifien, Rabat, Maroc.)

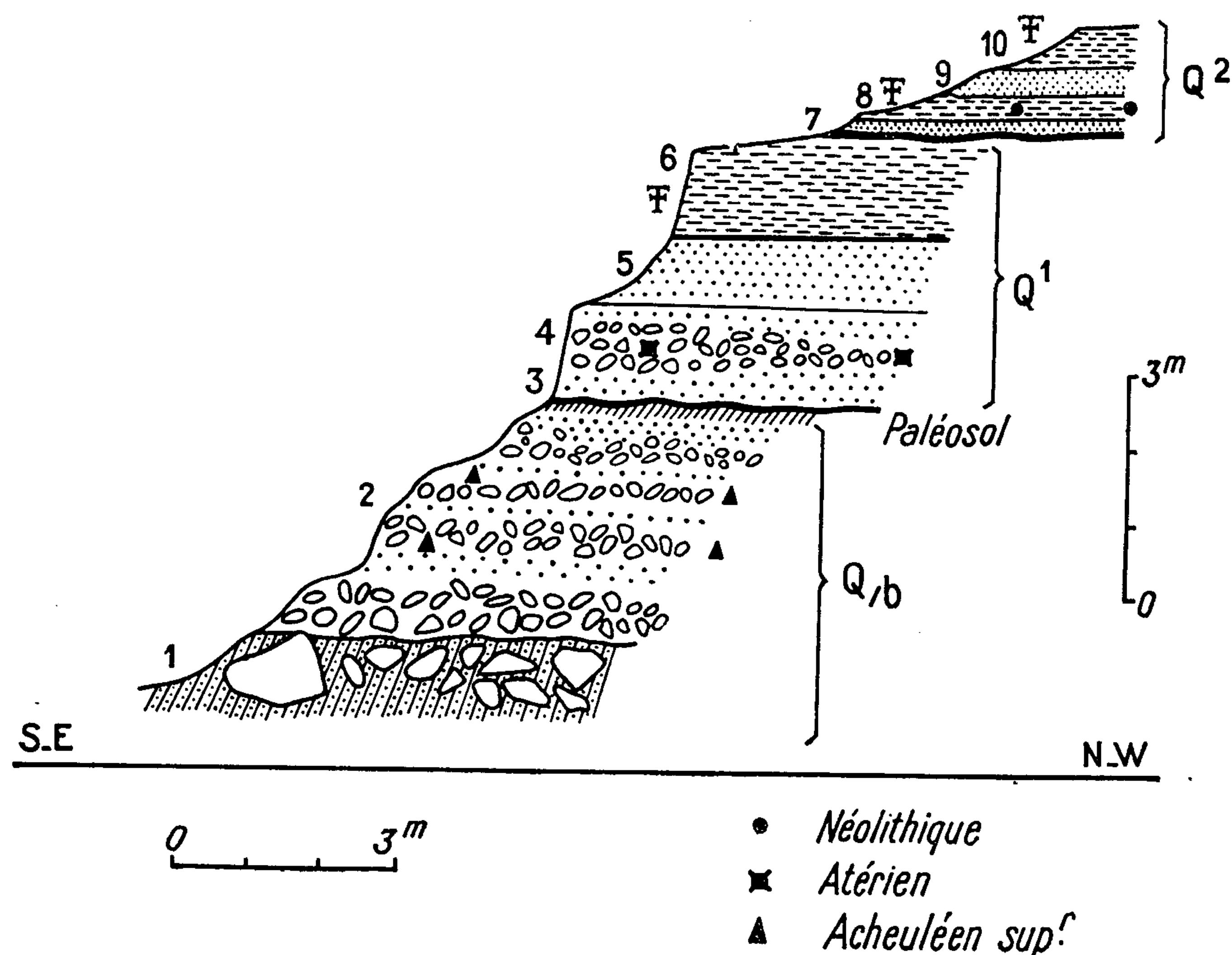
GÉOLOGIE. — *Chronologie du quaternaire saharien depuis les derniers dépôts du Paléolithique ancien jusqu'au Néolithique*. Note de M. **JEAN CHAVAILLON** et M^me^ **NICOLE CHAVAILLON**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Les hautes crêtes ordoviciennes du djebel d'Ougarta sont tranchées de profondes entailles, par où des oueds d'activité réduite écoulent leurs eaux vers l'oued Saoura. Dans l'une de ces entailles, le Kheneg et Tlaïa, au confluent de l'oued principal et d'un oued secondaire, l'oued Lacba, nous avons trouvé en couche, dans des alluvions bien datées et superposées, les industries lithiques de l'Acheuléen supérieur, de l'Atérien et du Néolithique (feuille Ougarta au 200 000^e^).

Les plus anciennes de ces alluvions, dans un oued tributaire du Kheneg et Tlaïa, l'oued Farès, ont été décrites par H. Alimen. Des pièces acheuléennes ayant été trouvées *in situ* (1), (2), la stratigraphie des couches de l'oued Farès fut établie en liaison avec la chronologie de l'oued Saoura (1).

Alluvions anciennes. Acheuléen supérieur. — Des témoins des alluvions et éboulis du premier Pluvial saharien $Q_{/a}$ apparaissent actuellement aux oueds Farès et Lacba, accrochés au flanc du djebel, à quelques 20 m au-dessus des cours actuels.

La présence, en contrebas de ces formations, de dépôts conglomératiques du deuxième Pluvial $Q_{/b}$ témoigne d'une importante période d'érosion, postérieure au premier Pluvial. Les alluvions $Q_{/b}$ se subdivisent en deux niveaux, séparés par un ravinement. Si les premiers dépôts sont caractérisés par de très gros blocs, cimentés dans un grès de couleur blanche (*fig.*, couche 1), les seconds renferment des galets moins émoussés, patinés et versicolores (couche 2). Conglomérats et petits cailloutis lités alternent avec des zones sableuses plus ou moins grésifiées. Le climat fut alors plus chaud qu'à l'époque précédente, les pluies étaient torrentielles et l'écoulement des oueds intermittent. A ce moment, les Acheuléens vécurent sur les rives de l'oued Farès ([2]) et de l'oued Lacba.



Coupe des alluvions quaternaires au confluent de l'oued Lacba et du Kheneg et Tlaïa.

Leurs industries lithiques, enfouies dans les alluvions, sont parfois émoussées, mais la plupart des pièces ont des arêtes vives, indiquant qu'habitats et ateliers étaient très proches du gisement actuel. Les nucléus sur gros blocs sont à préparation protolevalloisienne. Les bifaces sur blocs sont taillés à la pierre; quant aux éclats, ils furent utilisés comme racloirs, pointes et hachereaux (Acheuléen supérieur).

Sables et cailloutis du troisième Pluvial Q^1-*Atérien.* — Signalé déjà par H. Alimen [2], un paléosol (couche à galets et sables brun-rouge) s'intercale entre les alluvions précédentes et celles du troisième Pluvial Q^1, marquant une période aride.

Des gravillons et galets fluviatiles aux arêtes émoussées, recouvrent ce paléosol, directement ou par l'intermédiaire d'un lit sableux peu épais (couche 3). Ce cailloutis, inconstant (couche 4), a fourni en plusieurs endroits quelques pièces et éclats atériens, aux arêtes généralement vives. Toutefois, la rareté de ces pièces dans les alluvions, contrastant avec leur abondance sur les terrasses d'âge Q_{Ib} au flanc du djebel (plusieurs centaines de pièces et nucléus), indiquent qu'ateliers et habitats étaient circonscrits à la périphérie du bassin plutôt qu'aux bords de l'oued.

Cette industrie, typiquement atérienne, rappelle beaucoup celle déjà décrite au djebel Oued Anchal, dans les monts d'Ougarta [3]. Les pièces trouvées en couche sont peu nombreuses (15 en tout), mais quatre nucléus de technique levalloisienne, et surtout la pièce caractéristique de l'Atérien (petite pointe pédonculée), permettent de situer dans la stratigraphie tout l'ensemble industriel voisin.

Des sables et argiles sableuses à reflet bleuté surmontent ce niveau atérien, avec intercalation de niveaux noirs éoliens, vraisemblablement pédologiques, et d'une zone à Characées, témoignage d'eaux stagnantes; des argiles sableuses à *Bulimus*, fortement gypseuses, terminent ici la terrasse Q^1 (couches 5-6), tandis que des niveaux postérieurs, appartenant au même cycle, sont conservés en d'autres points du Kheneg et Tlaïa.

Alluvions récentes. Dernier Humide Q^2. *Néolithique.* — La disparition des niveaux terminaux de la terrasse Q^1 à l'oued Lacba semble dater de la phase humide Q^{2a}. Les dépôts qui surmontent ici la terrasse Q^1 (couches 7 à 10) reposent en effet sur les précédents par un ravinement. Ils sont constitués d'abord par une couche de sables éoliens, puis par des argiles sableuses brun-rougeâtre à *Bulimus contortus*, au sein desquelles se trouve un habitat néolithique. Cette couche archéologique est recouverte par un nouveau complexe, épais de 1,30 m, de sables éoliens et argile brune à *Bulimus contortus* et *Melanoïdes*. L'ensemble des couches 7 à 10 évoque un climat semi-aride; peut-être date-t-il de l'épisode aride entre les Humides Q^{2a} et Q^{2b}.

La prospection de cette couche archéologique a fourni quelques pièces caractéristiques du Néolithique saharien (pointes de flèches à taille bifaciale dites « en tour Eiffel », lamelles à dos ou à coches, gros rabots de quartzite, rondelles de coquille d'œuf d'autruche, nombreux bâtons d'ocre, etc.), et a révélé l'existence d'une sorte de pavage fait de pierres irrégulières, aux arêtes très vives, dont certaines rougies servirent à entourer des

foyers. Pièces de silex, molettes et pierres apportées par l'Homme sont parfois fortement encroûtées de gypse.

Cette même industrie, avec son accompagnement d'éclats de taille et de gros fragments de quartzite issus des pavages, se retrouve sur les buttes voisines, libérée par l'érosion des couches qui la scellaient. Des centaines de pièces ont été ainsi récoltées.

Les derniers écoulements ont fortement accentué l'entaille du Kheneg et Tlaïa, atteignant par endroit les conglomérats et grès blanchâtre du deuxième Pluvial Q_{IIb}, et permettent ainsi d'observer, pour la première fois au Sahara, la superposition des alluvions des trois cycles sédimentaires, avec le contexte industriel correspondant : Acheuléen supérieur, Atérien et Néolithique.

(1) H. Alimen, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2023.
(2) H. Alimen et J. Chavaillon, *Bull. Soc. Préhist. Fr.*, 53, 1956, n° 3-4, p. 202-214.
(3) N. Chavaillon-Dutrievoz, *Bull. Soc. Préhist. Fr.*, 53, 1956, n° 9-10.

(*C.N.R.S. Centre de Recherches Sahariennes : Beni-Abbès et Laboratoire de Géologie de la Sorbonne.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *L'évolution des substances de croissance pendant la germination sur milieu artificiel d'amandes d'abricotier* (Prunus armeniaca *L.*) *non exposées au froid.* Note de M. **Pierre Rémy**, présentée par M. Raoul Combes.

Les amandes d'abricotier renferment une substance acide inhibitrice de l'élongation des coléoptiles d'avoine. Pendant la germination, cette substance est remplacée par une autre substance inhibitrice, en même temps qu'apparaît une substance stimulant l'élongation des coléoptiles.

H. B. Tukey (1) a montré que les graines des arbres fruitiers à noyau peuvent germer sans stratification hivernale lorsqu'on les place sur milieu gélosé, après les avoir débarrassées de leurs téguments. Dans ces conditions, on peut avant l'hiver non seulement mettre en évidence l'existence de substances de croissance dans les semences, mais aussi étudier leur évolution au cours de la germination.

Pour cela, nous avons utilisé des techniques d'extraction et d'analyse mises au point par L. C. Luckwill (2) et J. P. et C. Nitsch (3).

L'extraction des substances de croissance est effectuée dans l'éther éthylique, à basse température. La séparation des substances acides est obtenue à l'aide d'une solution aqueuse de carbonate de soude, puis par acidification de cette solution jusqu'à pH 3 ; on reprend enfin ces substances par l'éther.

Après évaporation, on purifie l'extrait éthéré contenant les substances de croissance non acides et des huiles, en le traitant par l'acétonitrile, puis par l'hexane. La solution d'acétonitrile est évaporée, et les substances de croissance qu'elle contient sont reprises par l'éther.

Les extraits, acides d'une part, non acides d'autre part, sont analysés par chromatographie ascendante sur papier Whatman n° 1, en utilisant le solvant de Sowe et Thimann : isopropanol, 80 ml ; eau, 10 ml ; ammoniaque 22° B, 10 ml. Dans ces conditions, l'acide indolacétique a un R_f de 0,50.

Les substances de croissance réparties le long du chromatogramme sont mises en évidence par le test « élongation du coléoptile d'avoine » [J. A. Bentley ([4])]. Quinze fragments de coléoptiles de 5 mm de long (variété Victory) sont placés dans une boîte de Pétri avec une portion du chromatogramme et un milieu standard composé de 3 ml d'une solution de saccharose à 3 %, 5 gouttes de tampon à pH 5 (acide citrique + phosphate disodique).

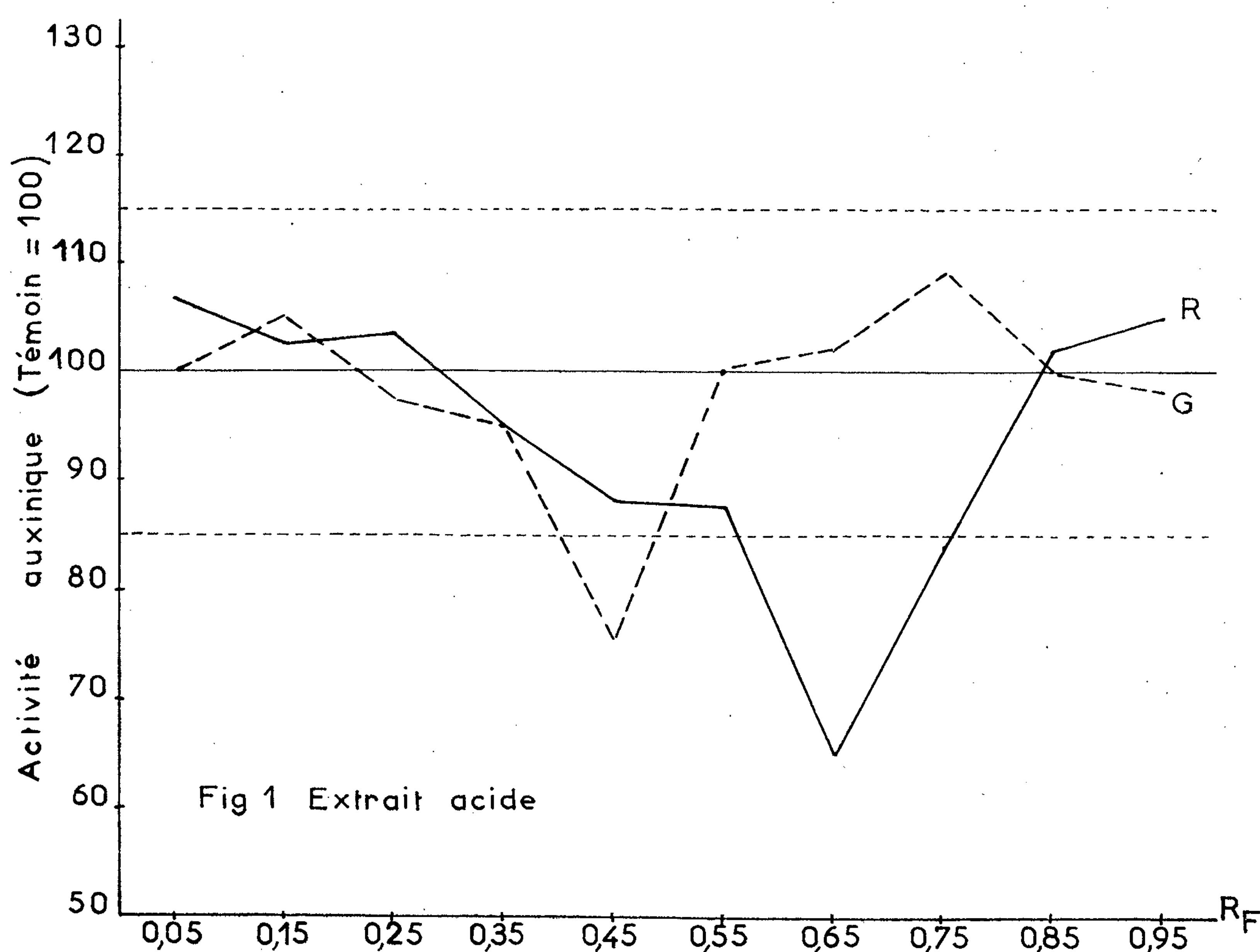


Fig. 1. — Graphique représentant les variations de l'activité auxinique (allongement des coléoptiles) de l'extrait acide en fonction du R_f.
En trait plein (R) amandes au repos.
En tirets (G) amandes en germination.
Les deux droites en pointillés limitent l'intervalle à l'intérieur duquel les variations ne sont pas significatives par rapport au témoin, avec P = 0,05.

On évalue l'activité des substances de croissance en comparant l'élongation moyenne qu'elles déterminent à l'élongation de coléoptiles témoins identifiée à 100. La concentration correspond à la quantité extraite dans 10 amandes.

Dans nos conditions de travail, le seuil de signification statistique avec la probabilité de P = 0,05, se situe à ± 15 à 20 % du témoin.

Le réactif de Salkowski ($Cl_3Fe + ClO_4H$) permet de déceler le long du chromatogramme les substances ayant un noyau indol.

Pour chaque sujet d'étude, plusieurs répétitions sont effectuées.

Nous avons ainsi constaté que les amandes d'abricotier (variétés Caninos, Rouge du Roussillon), après trois à cinq mois de conservation à température ordinaire, contiennent uniquement une substance inhibitrice, de R_f moyen 0,65 et dont l'activité moyenne est de 60 (témoin = 100). Le réactif de Salkowski donne une légère coloration brun clair dans la zone inhibitrice de R_f 0,55 à 0,80. La phase non acide (neutre + basique) ne contient aucune substance de croissance.

Dix jours après la mise en germination, alors que la plantule atteint 1 à 2 cm de long, on met en évidence :

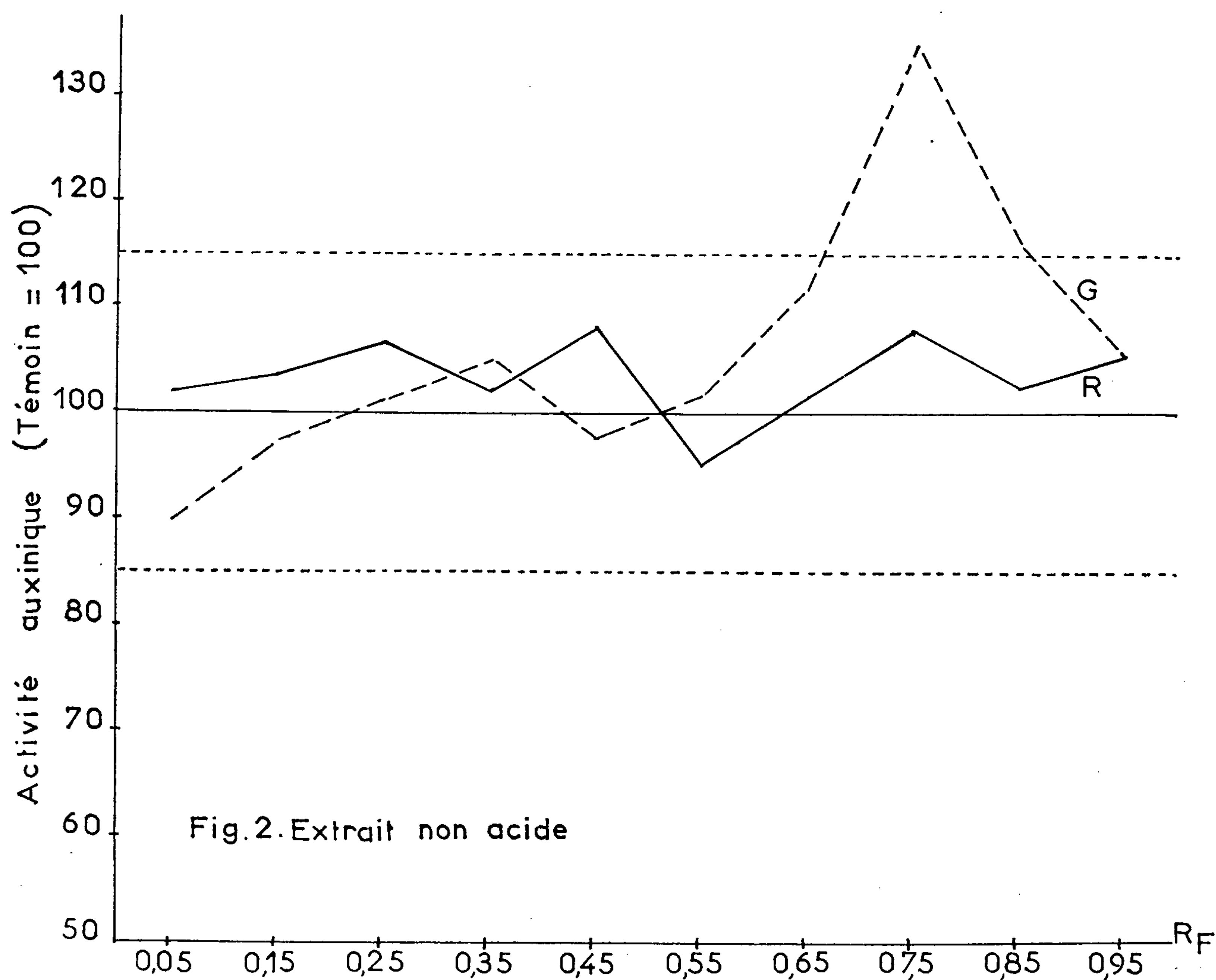


Fig. 2. — Graphique représentant les variations de l'activité auxinique (allongement des coléoptiles) de l'extrait non acide en fonction du R_f.

— dans la phase acide, une substance inhibitrice (activité 75) de R_f 0,45, vraisemblablement différente de la substance inhibitrice trouvée dans les amandes au repos;

— dans la phase non acide, une substance excitatrice (activité 135) de R_f 0,75.

Cette dernière substance ne réagit pas après traitement au réactif de Salkowski; on peut donc supposer qu'elle ne contient pas de noyau indol et, en particulier, qu'il ne s'agit ni d'indolacétonitrile, ni de l'indol acétaldéhyde.

La figure 1 indique les résultats pour la phase acide.

La figure 2 indique les résultats pour la phase non acide.

(1) *Proc. Amer. Soc. Hortic. Sc.*, **32**, 1935, p. 313-322.

(2) *Nature*, **169**, 1952, p. 375; *J. Hortic. Sc.*, **27**, 1952, p. 53-65.

(3) *Beiträge zur Biologie der Pflanzen*, **31**, 1955, p. 387-408.

(4) *J. exp. Bot.*, **1**, 1950, p. 201-213.

BOTANIQUE. — *Modifications apportées par le greffage dans le développement du* Petunia violacea *Lindl.* Note (*) de Mlle **Mathilde Pichenot**, transmise par M. Louis Emberger.

Dans une précédente Note (1), nous avons indiqué les modifications apportées par le greffage dans le développement du *Solanum sisymbrifolium* Lamk. et qui se sont traduites notamment par une plus grande vigueur, un feuillage plus abondant et plus développé, des fleurs plus nombreuses et plus grandes, des fruits également plus nombreux et plus gros, renfermant un nombre de graines plus élevé. Nous avons ainsi obtenu une « race améliorée » qui s'est maintenue par semis de graines.

Poursuivant nos essais de greffages intergénériques de Solanacées, nous avons greffé avec succès le *Petunia violacea* Lindl. sur le *Datura Stramonium* L., et ces nouveaux résultats ont confirmé les précédents.

Nous avons utilisé le même procédé de greffage et les soins apportés aux individus greffés ont été analogues. 70 % de nos greffes ont réussi, et nous avons suivi le développement des pieds greffés en le comparant à celui de plants témoins.

Le port des plants greffés a été différent de celui des plants témoins : alors que les plants de *Petunia* ont normalement un port assez étalé, les plants greffés sur tiges de *Datura* avaient un port plus érigé. Ils étaient plus robustes et portaient des feuilles plus grandes (surtout nettement plus larges) et d'un vert plus clair; c'est ainsi qu'au mois d'août, les feuilles de la base des rameaux avaient, chez les pieds greffés, en moyenne 3,7 cm de largeur sur 6,7 cm de longueur, alors que, chez les pieds témoins, ces

mêmes feuilles avaient en moyenne 2,3 cm de largeur sur 6 cm de longueur.

La floraison a été plus tardive sur les pieds greffés, mais beaucoup plus belle, en raison de la dimension et de la couleur des fleurs. En effet, ces fleurs étaient beaucoup plus grandes que celles des plants témoins, la corolle ayant en moyenne 6,3 cm de diamètre chez les premiers et seulement 4,2 cm de diamètre en moyenne chez les seconds; de plus, elles étaient de coloration mauve pâle, alors que les fleurs des témoins étaient de coloration violet foncé.

Les plants de *Petunia* témoins ont fructifié avant les plants greffés, mais les fruits portés par ces derniers ont été plus gros; c'est ainsi que les capsules des plants témoins avaient en moyenne 1 cm de longueur et 0,45 cm de largeur dans leur partie la plus renflée, tandis que celles des plants greffés mesuraient en moyenne 1,40 cm de longueur et 0,55 cm de largeur. Ces fruits, plus gros, contenaient également plus de graines, 345 en moyenne, alors que les capsules témoins renfermaient en moyenne 255 graines. L'observation à la loupe binoculaire de ces graines nous a permis en outre de constater la présence chez les individus greffés d'une proportion plus élevée de graines malformées que chez les témoins, 27 % chez les premiers et 3 % chez les seconds.

Il y avait donc, à la suite du greffage, à la fois un résultat positif représenté surtout par une valeur décorative plus grande des fleurs, et d'autre part un résultat plutôt négatif, puisque le nombre de graines malformées était neuf fois plus élevé.

Mais, si les observations faites lors du greffage du *Solanum sisymbrifolium* Lamk. devaient se retrouver chez le *Petunia violacea* Lindl., on pouvait espérer que les générations ultérieures, obtenues par le semis des graines récoltées chez les individus greffés, verraient le maintien du résultat positif et l'amélioration du résultat plutôt négatif.

C'est effectivement ce qui s'est passé lors de la seconde génération, que nous appelons, comme précédemment, la génération F 2.

Les individus de cette génération F 2 se sont montrés plus robustes que les témoins, avec un port beaucoup plus étalé, un feuillage beaucoup plus dense et des feuilles plus grandes, semblables à celles de F 1.

La floraison a été sensiblement plus tardive que celle des plants témoins, mais a été plus prolongée; c'est ainsi que la durée moyenne de la floraison a été de 117 jours pour les témoins et de 136 jours pour les plants de F 2. Les fleurs, beaucoup plus nombreuses que sur les pieds témoins, sont restées semblables à celles de F 1, plus grandes que les fleurs témoins et de couleur mauve pâle.

Quant aux fruits, ils ont été, comme ceux de F 1, plus gros et ont contenu plus de graines que les témoins; mais le pourcentage de graines saines est redevenu semblable à ce qu'il était chez ces témoins.

Nous avons donc, par le greffage, obtenu à nouveau une « race améliorée » qui s'est maintenue par semis de graines, ce qui paraît intéressant pour une plante présentant un intérêt horticole. Plantes plus robustes, à port plus étalé, avec des fleurs plus nombreuses, plus grandes et de plus belle coloration; ce sont bien là, en effet, des améliorations réelles pour une plante qui sert à l'ornementation des jardins.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 2137.

HISTOLOGIE. — *Recherches cytologiques sur la formation du pigment mélanique chez certains Oiseaux.* Note de M. **Jean Politis**, présentée par M. Maurice Caullery.

Dans une Note antérieure nous avons suivi la naissance et l'évolution

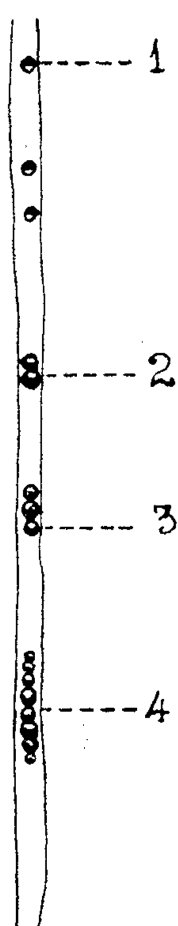


Fig. 1.

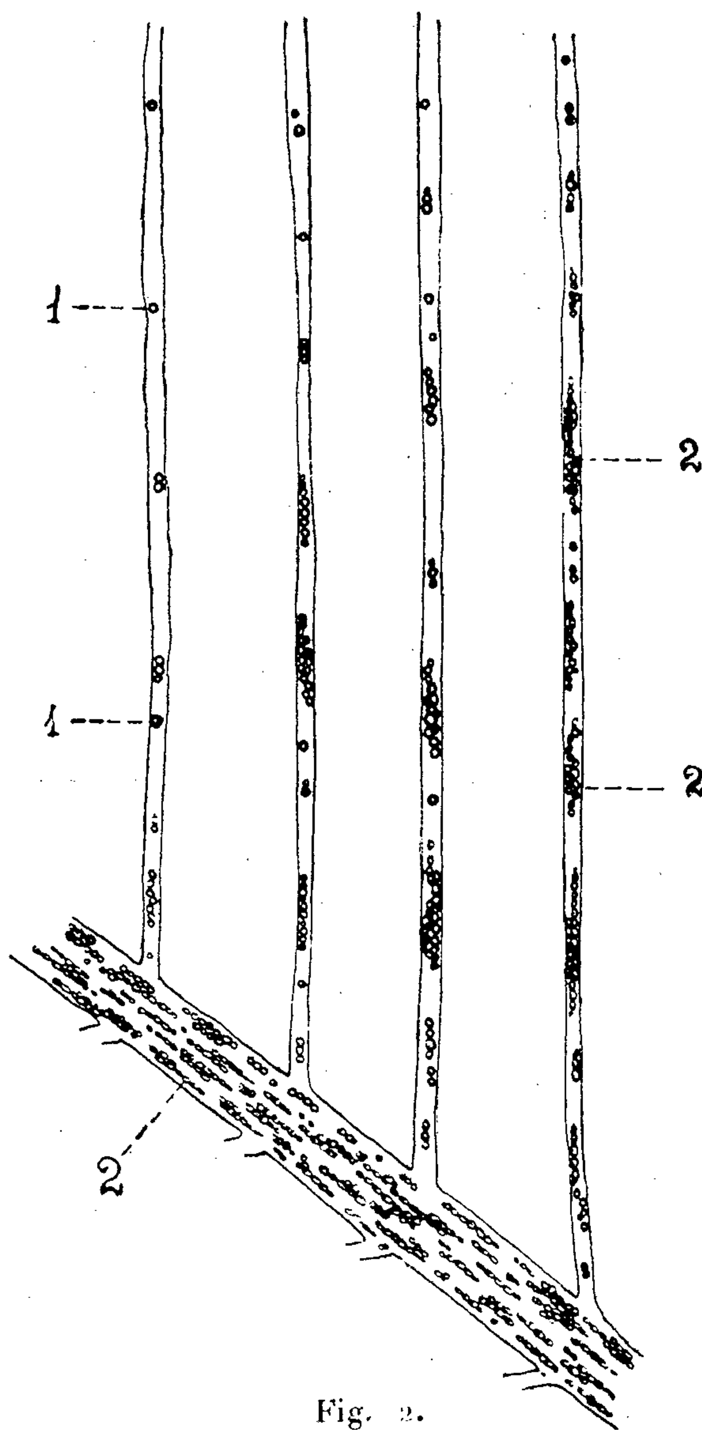


Fig. 2.

Fig. 1 (1, 2, 3, 4). — Stades successifs de la multiplication des mélanoplastes.

Fig. 2. — Évolution des mélanoplastes dans les barbules du Pigeon : (1) Début de la formation des mélanoplastes. — (2) Par la multiplication des mélanoplastes se produit un assemblage de corpuscules sphériques noirs.

des granules du pigment mélanique dans les mélanophores du mésenchyme de *Barbus machola* et de *Barbus conchonius*. Il serait intéressant d'envisager ce problème chez tous les animaux présentant des pigments mélaniques. Les mélanines abondent dans les plumes de nombreux Oiseaux.

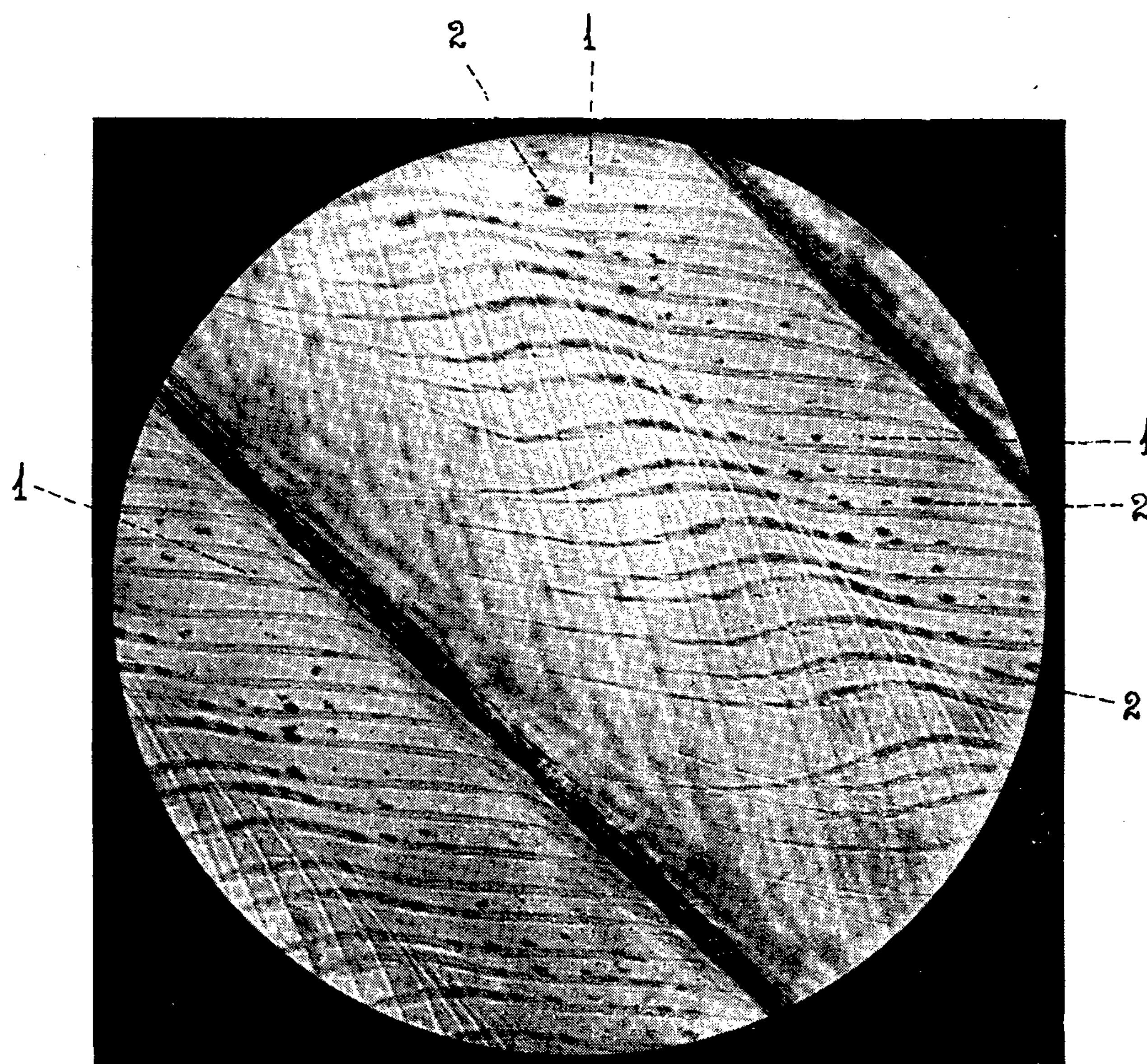


Fig. 3. — Évolution des mélanoplastes dans les barbules du Pigeon : (1) Début de la formation des mélanoplastes. Les mélanoplastes sont à l'état de grains. — (2) Par la multiplication des mélanoplastes se produit un assemblage de corpuscules sphériques noirs.

Il est commun de rencontrer des Oiseaux dont les plumes seules sont pigmentées. Les recherches faites par Hæcker (1918) et ses élèves, complétées par celles de Steiner (1932), ont montré qu'il existe, chez les Oiseaux, trois sortes de pigments : l'eumélanine, pigment noir presque insoluble; la phéomélanine de couleur brune ou jaune brune, résultant de l'oxydation par une oxydase de la dioxy-phénylalanine (dopa); enfin un lipochrome dérivé de la carotine, donnant une coloration jaune. Nos observations ont porté sur les plumes en voie de développement du Pigeon. Il est facile de constater l'évolution des granules d'un pigment mélanique dans les barbules qui offrent à ce point de vue, un objet d'étude exceptionnellement favorable. Il suffit pour cela d'observer dans l'eau, à un fort grossissement, ces barbules, qui contiennent encore très peu de mélanine. On voit, tout d'abord, apparaître un corpuscule très petit, qui en grossissant peu à peu prend une coloration noire. Ce corpuscule élaborant une mélanine est très

étroitement spécialisé dans cette fonction et nous l'avons nommé *mélanoplaste*. Ce mélanoplaste s'accroissant présente à sa surface des excroissances sphériques. Ces excroissances très petites, au commencement, s'engrandissent et paraissent se multiplier par une sorte de bourgeonnement. Il se produit ainsi un assemblage de corpuscules sphériques noirs. L'examen des plumes de la Poule et d'autres Oiseaux nous a fourni des résultats analogues. La présence d'un pigment mélanique dans les plumes des Oiseaux est un des caractères que les spécialistes de l'hérédité ont souvent choisi comme critérium. L'hérédité des caractères pigmentaires se rattache à la loi de Mendel. L'aptitude à former un pigment transmissible héréditairement, est représentée par les faéteurs internes.

Ces faits nous ont conduit à supposer qu'un gène, après être sorti du noyau, constituerait un mélanoplaste. Ce gène est capable de se multiplier et possède la propriété de produire de la mélanine.

PHYSIOLOGIE DES INSECTES. — *La cristallisation biologique des protéines végétales dans le tube digestif de* Corecoris fuscus (*Thunberg*, 1783) (Hemiptera, Coreidæ). Note de M. **François Pick**, présentée par M. Émile Roubaud.

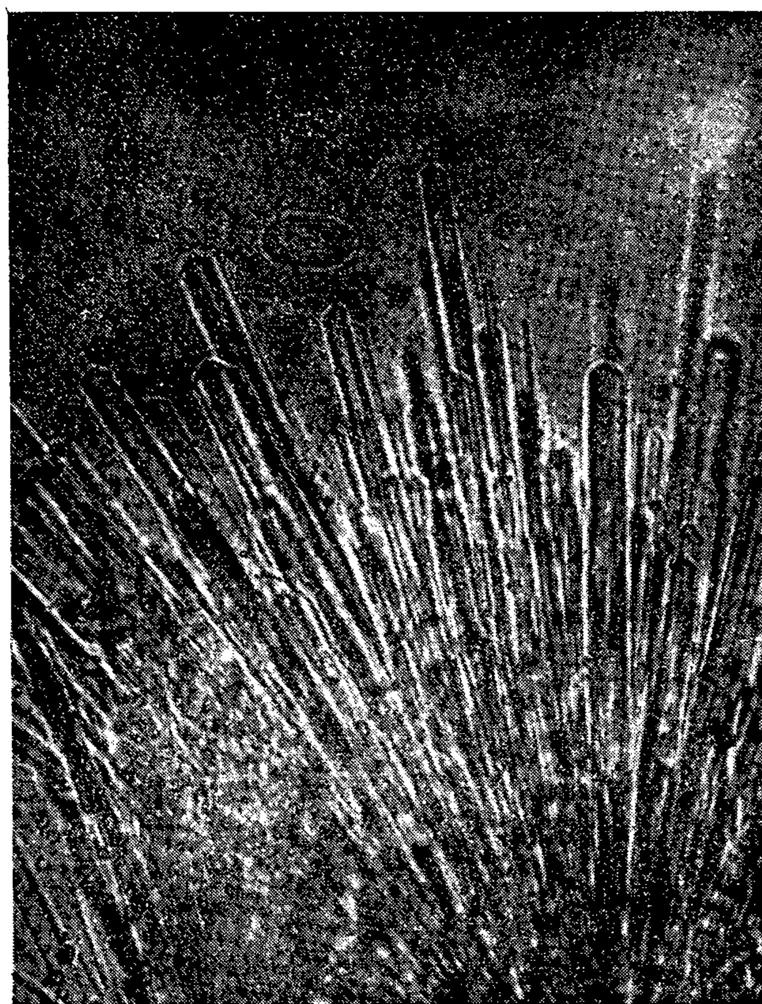
L'examen, après quelques jours, du contenu de l'estomac de l'Hémiptère phytophage *Corecoris fuscus* révèle une cristallisation tardive des protéines solubles de la sève ingérée.

En tenant compte de nos observations antérieures sur l'existence d'une cristallisation biologique de l'hémoglobine du sang ingéré par les Réduvidés hématophages ([1]), nous nous sommes demandé s'il n'existait pas un phénomène analogue concernant les protéines végétales ingérées, avec la sève, par les Hémiptères phytophages.

On connaît depuis longtemps l'existence de cristaux protéiques et de protéines cristallisables par voie physico-chimique, chez des plantes diverses. Ainsi, les cellules de l'endosperme de *Ricinus communis* apparaissent bourrées de corps protéiques qui, après traitement par l'acide picrique, prennent la forme de cristaux rhomboïdes. Chez *Epiphyllum*, on a pu constater, dans les cellules de l'épiderme et dans les cellules des branches, la présence de protéines ayant des formes de fuseaux, d'anneaux ou de fils. Les Anacardiacées contiennent dans leur sève des cristaux en forme de prismes, terminés unilatéralement par des dômes. Les racines des Solanées montrent, dans leur parenchyme porteur d'amidon, la présence de cristaux protéiques cubiques. D. Keilin et Y. L. Wang ([2]) ont constaté au niveau des nodules de racines de plantes légumineuses la présence d'hémoglobine.

Pour procéder à nos recherches, nous nous sommes adressé à un hémip-

tère phytophage de l'Amérique méridionale, *Corecoris fuscus* (Thunberg, 1783) dont l'aspect morphologique, à un examen rapide, rappelle beaucoup le Réduvidé hématophage *Triatoma infestans* (Klug, 1834). *Corecoris fuscus* peut être facilement élevé au laboratoire sur des Solanées transplantées. Pour se nourrir, il place son rostre obliquement, de telle façon que les axes du rostre et de la tête forment un angle aigu. La durée du repas de l'hémiptère, jusqu'à la réplétion complète, est de plusieurs heures. Dans les conditions expérimentales, les Réduvidés hématophages peuvent développer leur rostre à la manière de *Corecoris fuscus*, s'ils sont obligés de prendre leur repas sanguin à travers une grille horizontale couvrant l'hôte à exploiter. Dans ces conditions, le temps nécessaire aux spécimens adultes des Réduvidés hématophages pour arriver à une réplétion complète est prolongé, mais, pourtant, sa durée ne dépasse jamais une heure.



Cristallisation biologique des protéines de la sève des Solanées ingérées par *Corecoris fuscus* (Thunberg, 1783). Sur le document microphotographique, on peut reconnaître des cristaux protéiques prismatiques terminés par des faces perpendiculaires, obliques et par des dômes; on aperçoit, aussi, des corps ovalaires renflés, de nature non protéique.

L'examen du contenu stomacal de *Corecoris fuscus*, effectué immédiatement après son repas, n'a révélé que la présence de corps ovalaires non protéiques, ainsi que de débris cellulaires.

Ce n'est qu'à partir du dixième jour après l'ingestion de la sève des Solanées par *Corecoris fuscus* que la cristallisation biologique des protéines s'est manifestée au niveau de l'estomac de ces arthropodes.

Après l'examen du contenu stomacal, au dixième jour, les cristaux

protéiques ont montré une croissance progressive considérable, surtout dans leur axe longitudinal (*fig.*).

L'observation continue des inclusions de la sève, prélevée avant l'apparition spontanée des cristaux protéiques au niveau de l'estomac de *Corecoris fuscus*, montre que la cristallisation tardive des protéines débute à partir de centres de cristallisation (*figure*).

On peut donc en tirer la conclusion que *Corecoris fuscus* ingère des protéines à l'état dissous.

Une répercussion éventuelle des infections, par exemple virosiques, des plantes sur la cristallisation biologique de leurs protéines ingérées par *Corecoris fuscus* serait à envisager.

(1) *Bull. Soc. Path. exot.*, 45, 1952, p. 326.
(2) *Nature*, 155, 1945, p. 227.

PROTISTOLOGIE. — *Les kystes siliceux de la Chrysomonadine* Hydrurus fœtidus *Kirchner*. Note de MM. **Raymond Hovasse** et **Louis Joyon**, transmise par M. Louis Fage.

Le microscope électronique permet de comprendre la configuration exacte de la lame de silice plane qui entoure ces kystes d'un « anneau de Saturne ». Il permet de penser en outre que la formation de cet ornement doit se réaliser par l'intermédiaire de pseudopodes sécréteurs.

Hydrurus fœtidus, Chrysomonade des eaux froides, est connue en Auvergne, où elle a été découverte en 1932 par M. et M^me Avel. Ce Protiste forme des colonies rameuses macroscopiques, faites de centaines de milliers de cellules identiques, immobiles, séparées les unes des autres, mais disposées d'une manière régulière, dans une masse de gelée commune.

En toutes saisons, la reproduction s'effectue par des spores flagellées tétraédriques, classiques. Mais, surtout au printemps, il se forme des kystes monocellulaires à enveloppe siliceuse, dont on sait qu'ils apparaissent surtout à l'intérieur de petites massues de gelée, soulevées par un court pédoncule hors de la colonie. Chaque cellule, ainsi isolée, sécrète alors dans son cytoplasme une enveloppe de silice biconvexe, à tendance sphérique, relativement épaisse, pourvue d'un orifice dans le plan de sa plus grande section, où est disposée également la lame siliceuse de l'« anneau de Saturne ». Dans le plan perpendiculaire, plan de symétrie général de l'ensemble, il existe en outre, sur l'une des faces, une papille imperforée et asymétrique.

Les figures données de ce kyste diffèrent d'un auteur à l'autre, démontrant dans la disposition visible de l'anneau une irrégularité certaine,

dont le microscope électronique permet de comprendre la nature, tout en nous renseignant sur le mode possible de sécrétion de cet anneau.

La diversité des représentations antérieures tient au fait que l'anneau, au niveau de son insertion sur le kyste, ne mesure que 0,2 μ d'épaisseur. Vers la périphérie, cette valeur s'abaisse à une centaine d'angströms. En vue de face, on comprend qu'il ne soit visible que partiellement, même en contraste de phase : il ne se reconnaît facilement qu'en vue oblique, quand la lumière incidente se reflète sur lui. D'autre part, la lame, très fragile, se déforme et se brise facilement : de nombreux exemplaires apparaissent ainsi altérés ou incomplets.

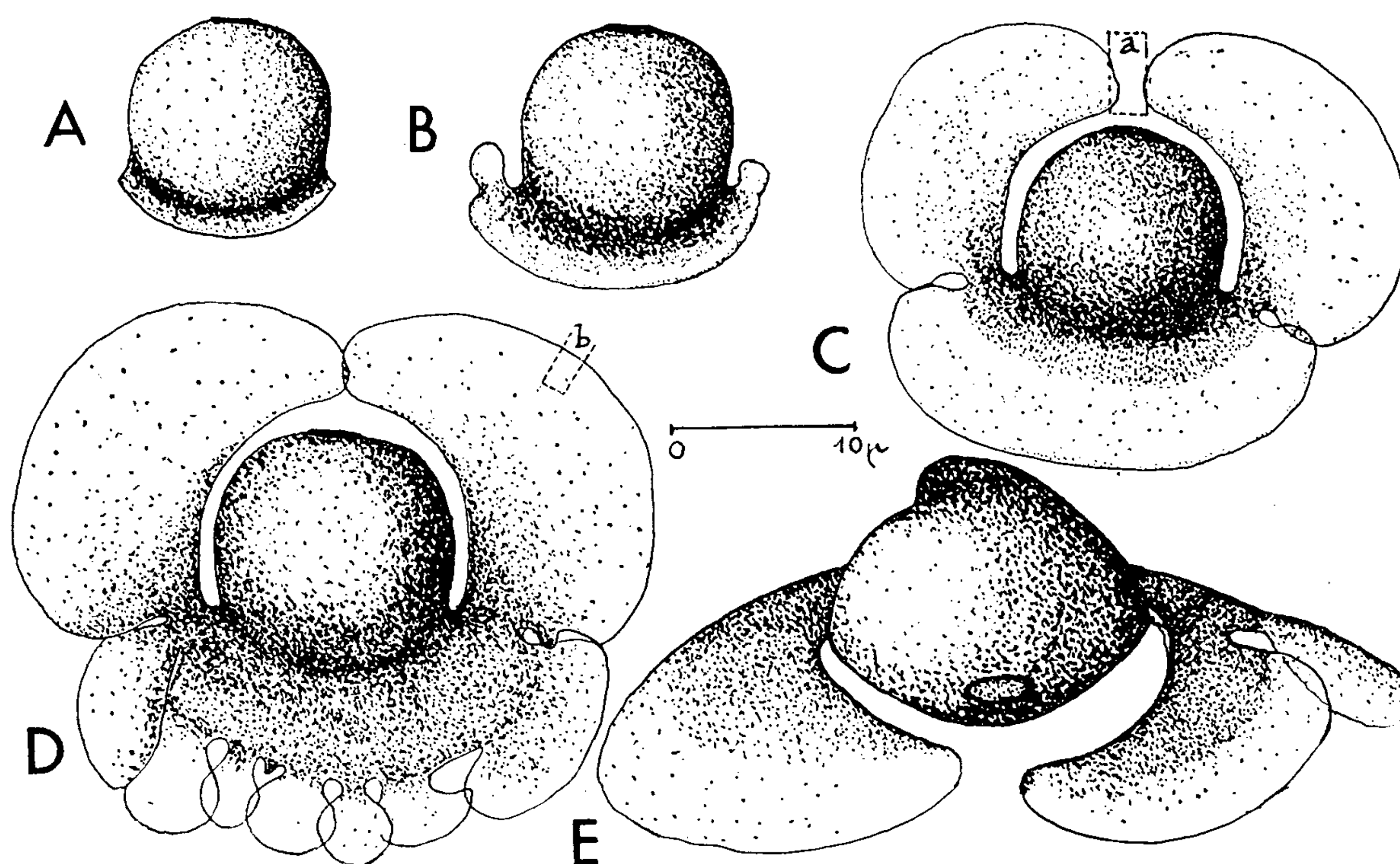


Fig. 1. — A, B, C, trois stades de la croissance de l'anneau du kyste. D, kyste à lame initiale multilobée E, kyste dont les ailes ont été tordues par le flux électronique : en haut, la papille, en avant l'emplacement de l'orifice. D'après des photos électroniques.

L'examen au microscope électronique permet de comprendre la genèse et la constitution de la lame (*fig.* 1). Elle naît à l'opposé de l'orifice du kyste, différant ainsi de la lame analogue décrite par G. Deflandre chez son *Archæomonas saturnus* (1938). Elle s'insère sur un peu plus d'un tiers de circonférence (A), puis s'accroît vers la périphérie en s'amincissant. Cette portion de la *lame initiale*, la plus épaisse et la plus solide, atteint jusqu'à 3 μ de large. Il apparaît alors, dans le même plan, et symétriquement, deux *ailes*, qui débordent, en quelque sorte, à partir de ses extrémités (B). Progressivement, elles tendent à entourer le kyste, sans le toucher, leur bord interne en restant séparé par un intervalle régulier d'au moins 1 μ. Les deux ailes peuvent ensuite, soit se rejoindre en avant de l'ouverture du kyste, et s'y souder (D), soit rester indépendantes (C).

Pendant cette croissance, la lame initiale et les ailes se sont étendues aussi en direction radiale : l'ensemble finit par atteindre, ou dépasser le double de la largeur du kyste (22 à 28 μ pour des kystes de 11 ou 12 μ). Le plus souvent le kyste montre ainsi à sa périphérie, séparées par deux articulations, trois parties distinctes (C). Mais il arrive qu'il y en ait 4, 5 ou davantage. Dans une colonie fixée en pleine fabrication de kystes, nous en avons observé de nombreux dont les lames initiales étaient plurilobées, chaque lobe, étroit à son insertion, s'élargissant ensuite rapidement, pouvant recouvrir ses voisins sur les côtés, et s'y souder (D).

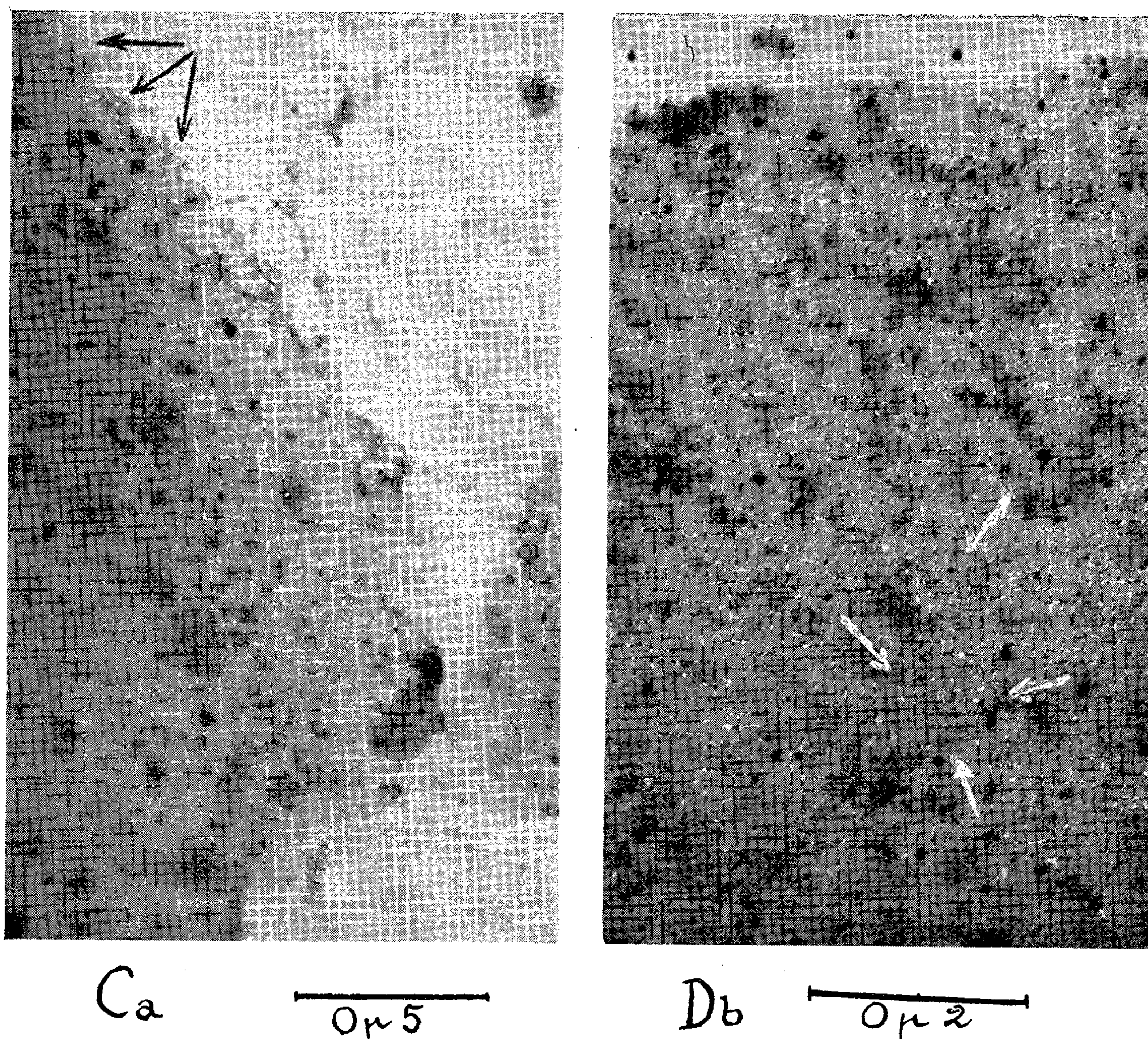


Fig. 2. — Photos électroniques de détail des parties encadrées des figures C et D : C*a*, accroissement des ailes par apposition de vésicules sur leur tranche. × 40 000. D*b*, structure interne de la lame; vésicules sphériques. x 120 000.

La perméabilité aux électrons, maxima sur les bords externes, démontre l'amincissement périphérique de la lame. Fortement grossie, celle-ci apparaît hétérogène, formée de petites sphères pleines, d'une centaine d'angströms de diamètre, et accolées d'une façon plus ou moins dense (*fig.* 2 D*b*).

L'accroissement périphérique semble se réaliser par l'adjonction à la lame de vacuoles irrégulières, de 200 à 300 Å, qui se fixent sur la tranche même de l'élément avant de passer dans la masse (*fig.* 2 C *a*).

Comme la cellule kystigène ne mesure pas plus de 14 à 15 μ selon son plus grand diamètre, la sécrétion d'une lame qui, sur tout son pourtour, la déborde de 6 ou 7 μ, ne peut se concevoir qu'en admettant que le cytoplasma formateur s'élève à ce niveau, sous forme d'un ou plusieurs pseudopodes lamineux, qui par leur minceur échappent à l'observation *in vivo*.

Nous retrouvons donc ici, pour la sécrétion de cet ornement du kyste, un mécanisme déjà reconnu par l'un de nous pour la sécrétion des épines creuses du squelette des Silicoflagellés (1), ou pour les spicules de divers Radiolaires. C'est au niveau du film de surface du cytoplasme que les molécules de silice seraient ainsi excrétées.

(1) R. HOVASSE, *Résultats des Campagnes Scientifiques par Albert* Ier, fasc. 107, 1946.

BIOLOGIE GÉNÉRALE. — *Tumeurs d'insectes provoquées par l'acide folique.* Note de Mlle **COLETTE L'HÉLIAS**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Dans une étude précédente (1), la présence de dérivés ptéridiniques avait pu être décelée dans la *pars intercerebralis* et le complexe rétrocérébral des Phasmes *Carausius* et *Clitumnus*. Les substances extraites de ces organes par électrophorèse, réinjectées à ces animaux entraînent des modifications physiologiques importantes, de même que l'acide folique de synthèse; d'une part, elles provoquent des modifications pigmentaires chez les animaux opérés, mélanisation chez les cardiacotomisés, teinte jaune cuivrée de la cuticule chez les allatectomisés, d'autre part, une accélération de la croissance dans le sens de la différenciation adulte.

Ces manifestations physiologiques m'avaient amenée à penser que la formation des dérivés ptéridiniques dans le cerveau et le complexe rétrocérébral excitent la glande de métamorphose par leur action sur le métabolisme et provoquent la prolifération cellulaire, prolifération contrôlée pendant la vie larvaire par l'équilibre de deux facteurs ptéridiniques, l'un accélérateur de la division cellulaire, l'autre freinateur, sécrété par les *corpora allata*, le contrôle exercé sur la division des cellules permettant à celles-ci d'acquérir une structure spéciale et de se différencier. En l'absence du facteur des *corpora allata*, dans les périodes d'inactivité, l'apport d'excès de ptérines doit entraîner des proliférations désordonnées et même aboutir à des tumeurs. Aussi, ai-je utilisé des chrysalides de Pieridæ, à l'état de diapause hivernale, où la sécrétion des *corpora allata* est stoppée et la glande prothoracique rendue inactive par la présence du facteur « diapausant » sous-œsophagien.

J'ai donc pratiqué les injections d'acide folique sur des chrysalides de *Pieris brassicæ*, venant de se nymphoser au mois de septembre. Sur une centaine d'animaux injectés, une vingtaine meurent un mois ou six semaines après l'injection, les autres meurent tous trois mois plus tard, à quelques jours d'intervalle. Les animaux disséqués révèlent des désordres graves, présence de mélanomas noirs, localisés d'abord au point d'injections (base du thorax), puis se ramifiant dans l'abdomen, métastases péricardiales.

1. La tumeur primaire, développée au point de l'injection se ramifie dans le thorax et les tissus voisins. L'épithélium et le corps gras sont envahis par les pigments mélaniques et dégénèrent. Ces ramifications donnent lieu à des proliférations locales le long du vaisseau dorsal, d'une part à partir des éléments sanguins qui se multiplient et se divisent d'une manière désordonnée autour de proliférations de la paroi aortique qui s'épaissit et se replie, d'autre part, à partir des cellules péricardiales qui englobent normalement les produits de déchets et qui contiennent chez les Piérides témoins, quelques grains de pigments orangés. Après injection d'acide folique, il y a apparition de nombreux noyaux dans le syncytium qui augmente de volume à son tour et progressivement se trouve bourré de pigments bruns à tel point qu'on ne peut plus apercevoir de cytoplasme libre, puis il y a formation de noyaux énormes, ronds ou pulrilobés par fusion des petits noyaux. Le volume de ces géants peut dépasser 10 à 15 fois la taille normale. Le syncytium acquiert les proportions correspondantes et se replie en lobes multiples et tourmentés si bien que l'ensemble des cellules péricardiales, le long du vaisseau dorsal prend un aspect foliacé qui rappelle curieusement le sarcome « en chou-fleur » chez l'Homme.

2. Les mélanomas secondaires se présentent au moment de la mort de l'animal sous forme de morulas pigmentées de brun, masses acellulaires d'ailleurs, la phase finale se traduisant en effet, par la dégénérescence complète des cellules. Seuls, restent les pigments mélaniques. Ces tumeurs secondaires se localisent dans le corps gras, sous le septum péricardial.

Il faut d'ailleurs remarquer que les testicules présentent une pigmentation rouge beaucoup plus intense, les cellules de la tunique interne s'hypertrophiant et évoluant parallèlement aux cellules péricardiales.

Ces tumeurs et ces métastases rappellent les mélanomas « spontanés » de la Drosophile, décrits par Stark (1919) et Russell (1940). L'acide folique donne donc chez *Pieris brassicæ* des tumeurs que je n'ai pas trouvé chez les témoins, amenant un déséquilibre grave par un apport de facteur accélérateur de la prolifération cellulaire alors que les *corpora allata* qui devraient régulariser cette multiplication ont cessé toute activité. Ces résultats se rapprochent des observations de Burdette (1954) qui constate l'apparition de tumeurs dans certaines souches de Drosophiles (*tu*), présen-

tant une déficience de l'anneau de Weismann; les larves deviennent géantes ou se transforment en pupes, mais ne se métamorphosent jamais et présentent très souvent des mélanomas diversement localisés. L'incidence de ces tumeurs est beaucoup plus grande que chez les Drosophiles à anneau de Weismann normal. De même Pflugfelder (1938) par ablation des *corpora allata* provoquait la prolifération de certains tissus chez les Phasmes opérés,

Deux faits se dégagent de ces expériences : 1° L'acide folique suffit pour entraîner un processus pathologique chez des chrysalides en diapause. ce qui prouve que les ptérines jouent un rôle de première importance dans le déclenchement de la division cellulaire; 2° La présence de ptérine dans le complexe rétrocérébral, dans les régions neurosécrétrices, les modifications qu'entraînent ces substances dans le métabolisme en contrôlant, en particulier, la synthèse des acides nucléiques, lorsqu'on les injecte à des Phasmes cardiaco ou allatectomisés montrent qu'elles sont directement liées aux neurosécrétions du complexe rétrocérébral, donc au contrôle hormonal de la croissance. Ces facteurs dérivant les uns des autres, exercent une activité d' « antimétabolites » et leur compétition maintient l'équilibre organique de l'animal qui permet à celui-ci de mener à bien sa croissance. Lorsque l'équilibre est rompu par la suppression de l'un des facteurs ou l'apparition d'un excès de facteurs voisins, on passe du processus normal de division cellulaire à une prolifération anarchique des tissus. De plus, les propriétés photoréceptrices de ces ptérines peuvent expliquer les variations normales du métabolisme et l'intervention de facteurs extérieurs trop violents (chaleur, lumière, ultraviolet) peut entraîner par modifications de l'équilibre de ces ptérines les proliférations pathologiques de certains tissus. La présence des substances photosensibles dans le complexe *pars intercerebralis-cardiaca-allata* est peut-être la clé des stimulis qui déclenchent les réactions en chaînes cancérigènes et le parallélisme qui existe entre le complexe rétrocérébral et le système hypothalamo-hypophysaire des Vertébrés permettrait sans doute de généraliser cette hypothèse.

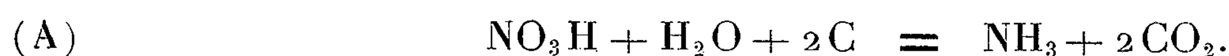
(1) C. L'Hélias, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1114; M. Stark, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 5, 1919, p. 573; E. Russell, *J. Exp. Zool.*, **84**, 1940, p. 362; W. J. Burdette, *Nat. Can. Inst.*, 15, 1954, p. 367; O. Z. Pflugfelder, *Wiss. Zool.*, 152, 1938, p. 159-184.

(*Laboratoire de Génétique évolutive, C.N.R.S., Gif-sur-Yvette, Seine-et-Oise*).

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Réduction des nitrates et assimilation du glucose par* Chlorella pyrenoïdosa. Note de MM. **Minh-Nguy Thang** et **Bernard Lubochinsky**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Certains auteurs ont montré qu'à l'obscurité, le quotient respiratoire (QR) des chlorelles est augmenté pendant la réduction des nitrates (1), et pen-

dant l'assimilation simultanée des nitrates et du glucose ([2]). En outre, Warburg et Negelein ([1]) ont trouvé que le rapport entre l' « extra-CO_2 » (différence entre le CO_2 dégagé en présence et en absence de nitrate) et NH_3 formé par la réduction des nitrates correspondait à l'équation :



$$(A) \qquad NO_3H + H_2O + 2C = NH_3 + 2CO_2.$$

D'autre part J. Myers ([3]) a remarqué qu'à l'obscurité, le QR du glucose des chlorelles est nettement supérieur à l'unité, et peut atteindre 1,6. Avec la technique manométrique, il a établi que dans une suspension de chlorelles en présence de glucose il y a une molécule d'oxygène absorbé par molécule de substrat disparu.

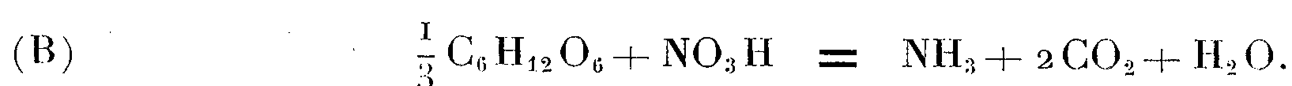
Nous avons repris ces expériences avec *Chlorella pyrenoïdosa* cultivée à 23° C dans un milieu constitué par une solution de Knop à laquelle on ajoute la solution d'oligoéléments de Vicki ([4]). Les expériences sont faites à l'obscurité à 23° C, en présence d'air avec une suspension de chlorelles dans son milieu de culture sans nitrate à pH 4,8. Le dégagement et l'absorption de gaz carbonique et d'oxygène sont mesurés dans les manomètres de Warburg.

Le dosage de glucose se fait suivant Hagedorn et Jensen ([5]). Les nitrates sont déterminés après réduction en ammoniaque selon une méthode mise au point dans notre laboratoire.

Les résultats suivants ont été mis en évidence :

1° Nous avons constaté, que la disparition du glucose est plus grande en présence de nitrates qu'en leur absence.

L' « extra-glucose » (différence entre le glucose disparu en présence et en absence de nitrate) est supérieur de 45 % à celui qui est nécessaire pour réduire les nitrates d'après l'équation (A) que nous écrivons sous la forme suivante :



$$(B) \qquad \frac{1}{3} C_6H_{12}O_6 + NO_3H = NH_3 + 2CO_2 + H_2O.$$

TABLEAU I.

Bilan d'une expérience.

Chlorelles : 30 μl; nitrate : 7 μM; glucose : 15 μM; volume : 2,8 ml; temps : 140 mn. Les chiffres sont exprimés en micromolécules par fiole de Warburg.

Expérience.	Nitrate réduit.	Glucose disparu.	« Extra-glucose ».	CO_2 dégagé.	« Extra-CO_2 ».	O_2 absorbé.	QR.
Glucose seul.......	–	4,83	–	12,86	–	12,10	1,06
Glucose + NO_3.....	1,78	6,18	1,35	15,73	2,87	12,30	1,28

2° Si l'on compare les quantités de CO_2 formé et de glucose disparu, on constate que seulement 1/2 à 1/3 du glucose disparu est dégradé en CO_2 (tableau II). En effet, le rapport CO_2/glucose est entre 2 à 3 au lieu de 6 théoriquement.

TABLEAU II.

Rapports.	« Extra-glucose » / Nitrate réduit.	« Extra-CO_2 » / Nitrate réduit.	CO_2 dégagé / Glucose disparu.
Théorique	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{1}$	$\frac{6}{1}$
Trouvé	$\frac{1,35}{1,78}=\frac{1}{1,32}$	$\frac{2,87}{1,78}=\frac{1,61}{1}$	$\frac{15,73}{6,18}=\frac{2,55}{1}$

3° Le rapport stéchiométrique extra CO_2/NO_3 réduit (tableau II) ne correspond pas à la théorie (1,6 au lieu de 2). On a donc un chiffre trop faible d' « extra-CO_2 ». Il faut alors admettre, soit que le QR en présence des nitrates, déduction faite du CO_2 résultant de cette réduction, est inférieur à celui qu'on observe lors de la respiration du glucose en absence de nitrate (tableau III), soit l'équation de Warburg étant toujours valable, qu'elle ne s'applique pas intégralement et qu'il se forme des dérivés intermédiaires plus oxydés non utilisés.

TABLEAU III.

	Glucose + nitrate.	(Glucose + nitrate)- « extra-CO_2 » théorique (*).
QR	1,28	$\frac{15,73-(1,78\times 2)}{12,30}=0,98$

(*) L'« extra-CO_2 » théorique correspond, d'après l'équation (B), au nitrate diparu × 2.

Ainsi, si la réduction des nitrates par les chlorelles à l'obscurité s'effectue bien grâce à l'hydrogène cédé par le glucose, elle se complique de réactions qui se surajoutent et que seules les mesures de QR ne suffisent pas à élucider.

(1) *Biochem. Z.*, **110**, 1920, p. 66.
(2) M. CRAMER et J. MYERS, *J. Gen. Physiol.*, **32**, 1948, p. 93.
(3) *J. Gen. Physiol.*, 30, 1946, p. 217.
(4) E. AUBEL et M. N. THANG, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 599.
(5) *Pratical Physiol. Chem.* (Hawk, Oser et Summerson), p. 528.

HYGIÈNE. — *Sur les rapports de la teneur en pollens et en champignons de l'atmosphère paloise avec les conditions météorologiques locales.* Note de Mme **MARGUERITE GOURMEL** et MM. **ROBERT BAUTE**, **LOUIS BELLOCQ** et **JEAN CANELLAS**, présentée par M. Léon Binet.

L'étude des données météorologiques journalières montre que les fortes récoltes, soit de pollens, soit de champignons se produisent pour des « types de temps » caractéristiques et différents. Exceptionnellement, lors de la succession immédiate des deux *régimes* décrits, il peut être recueilli le même jour de grandes quantités de pollens et de champignons.

Au cours d'un travail sur la flore mycologique et pollinique de l'atmo-

sphère paloise, nous avons été amenés à étudier les conditions climatologiques correspondant aux récoltes importantes de pollens et de champignons.

Les pollens sont recueillis régulièrement à l'aide de lames enduites d'un mélange de vaseline et de paraffine, ces lames sont changées toutes les 24 h; pour les moisissures, des boîtes de Pétri contenant du milieu de J.-P. Martin sont exposées chaque jour pendant 10 mn à 9 h T. U. Sur les graphiques quotidiens figurent le nombre des grains de pollen récoltés et celui des colonies de champignons développées dans les boîtes de Pétri après quelques jours de culture. Le laboratoire de Physique fournit chaque jour les données suivantes : température maximum, température minimum, température moyenne, amplitude (maximum-minimum), nature des masses d'air, insolation, humidité à 9 h T. U. et à 15 h T. U., précipitations.

Nous nous sommes attachés plus spécialement à l'étude des conditions climatiques correspondant aux points caractéristiques des courbes de récolte. De cet examen, il ressort que les conditions convenant aux maximums relatifs de pollens et de champignons sont en général assez différentes; exceptionnellement ces maximums se produisent le même jour.

Maximums mycologiques. — Ces points caractéristiques semblent dans l'état actuel de nos connaissances assez étroitement liés aux divers facteurs climatiques. Les maximums se produisent essentiellement avec des masses d'air *Polaire maritime froid* et *Arctique maritime*, c'est-à-dire avec flux de secteur Ouest et surtout de Nord-Ouest, qui amènent un temps couvert et pluvieux. Les autres observations en découlent : humidité en général élevée, insolation faible, précipitations soit le jour de la récolte, soit la veille, soit pendant ces deux jours. Quant à la température, la valeur de l'amplitude journalière semble significative : les points caractéristiques se situent, en effet, soit au moment où l'amplitude est faible, soit le jour suivant.

Maximums polliniques. — Les rapports semblent ici moins précis que dans le cas précédent, mais nous devons noter que les fortes récoltes sont effectuées avec des masses d'air *Tropical continental* ou *Tropical maritime*, c'est-à-dire avec flux de Sud-Est à Sud et de Sud à Sud-Ouest. Ces masses d'air entraînent un temps doux ou chaud, l'insolation est en général élevée, l'humidité faible, l'amplitude journalière forte.

Concomitance des maximums. — A côté de ces conditions types, il peut exceptionnellement se produire le même jour un maximum de pollens et un maximum de moisissures. Ces phénomènes sont encore trop peu nombreux pour que nous puissions fixer avec précision leurs conditions climatériques; ils semblent survenir lors d'un *changement de régime météorologique* établissant les critères favorables à de fortes récoltes ou de champignons ou de pollens aux lieux et place des conditions inverses : c'est

ainsi que le 25 septembre 1956 une masse d'air *Tropical maritime instable* était remplacée par de l'air *Polaire maritime froid*, en même temps avait lieu une forte récolte de pollens et de moisissures; le 6 février 1957 un changement analogue amenait le même jour une double récolte identique.

Ces différentes observations découlent de résultats préliminaires. Il nous a semblé utile de les signaler dès maintenant, car les divers auteurs qui nous sont antérieurs établissent seulement de très vagues relations entre leurs différentes déterminations. Nos recherches doivent se poursuivre plusieurs années; nous espérons pouvoir donner par la suite plus de précisions sur les différents points évoqués.

(*Centre de Recherches Climatologiques*, *Pau.*)

La séance est levée à 15 h 55 m.

L. B.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 25 MARS 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Nouvelles observations au sujet de la présence du manganèse dans les champignons.* Note de MM. **Gabriel Bertrand** et **Lazare Silberstein.**

Nous avons énuméré sommairement l'année dernière (1) les principales difficultés que l'on rencontre lorsqu'on envisage de rassembler un nombre tant soit peu important d'espèces de champignons en vue de rechercher et de doser le manganèse qui peut exister normalement dans leurs tissus. Rappelons seulement ici qu'il faut éviter les particules de terre et les poussières argileuses adhérentes aux échantillons qu'on rencontre dans les périodes de pluie. De telles souillures, plus ou moins manganésées, pourraient, si l'on n'y prenait garde, être causes d'interprétations erronées.

Toutes les précautions nécessaires prises, tant au moment des récoltes qu'à celui des opérations chimiques, nous avons rassemblé et analysé une soixantaine d'espèces de champignons appartenant aux deux grands groupes des Basidiomycètes et des Ascomycètes, dans lesquels on range d'ordinaire les champignons dits supérieurs de la flore de notre pays. Nous avons trouvé dans toutes ces espèces une quantité appréciable de l'élément recherché.

Cette présence du manganèse aussi constante chez les champignons que chez les plantes phanérogames (2) est très importante à considérer au point de vue de la composition chimique élémentaire des végétaux.

Mais nous n'avons pas fait seulement cette découverte. Il nous est apparu, au fur à mesure de l'avancement de nos expériences, que la teneur des champignons en manganèse apparaissait de plus en plus souvent inférieure à celle des plantes phanérogames.

Dans l'espoir d'être bientôt mieux renseigné sur l'existence de cette relation biochimique, nous nous sommes efforcés de recueillir dès cette

Noms des espèces.	Cendres en grammes par kilogramme de matière sèche.	Manganèse en milligrammes par kilogramme de matière sèche.
Amanita ovoidea (Quélet) Oronge blanche	125	13
» *vaginata* (Quélet) Coucoumelle	148	10
Agaricus campester (Fries *ex* Linné) Agaric des prés	109	14
Coprinus atramentarius (Fries *ex* Bulliard) Coprin encrier	189	14
Hebeloma radicosum (Ricken)	154	60
Inocybe incarnata (Bresadola)	93	7
Cortinarius elatior (Fries) Cortinaire élevé	98	39
» *fulmineus* (Fries) Cortinaire éclatant	125	70
» *albo-violaceus* (Fries *ex* Linné)	127	50
» *armillatus* (Fries)	106	31
Laccaria proxima (R. Maire)	93	41
Marasmius peronatus (Fries *ex* Bolton)	55	31
Tricholoma portentosum (Quélet) Bise d'automne	145	20
» *columbetta* (Quélet) Colombette	136	12
» *pessundatum* (Quélet)	118	10
» *flavobrunneum* (Quélet)	87	41
» *acerbum* (Quélet) Tricholome acerbe	77	34
» *scalpturatum* (Quélet)	109	12
» *orirubens* (Quélet)	174	33
» *vaccinum* (Quélet)	111	23
» *album* (Quélet)	162	26
» *irinum* (Quélet)	167	56
Rhodopaxillus nudus (R. Maire) Pied bleu	127	129
» *glaucocanus* (Bresadola)	128	89
» *mundulus* (Lasch)	59	94
Clitocybe odora (Quélet)	90	41
Lepista inversa (Patouillard)	117	31
Pleurotus cornucopiæ (Saccardo)	83	9
Lactarius chrysorheus (Fries) Lactaire à lait jaune	83	31
Russula nigricans (Fries) Russule noircissante	76	14
Hygrophorus coccineus (Fries *ex* Schæffer)	158	38
Tremellodon gelatinosum (Persoon *ex* Scopoli)	89	269
Cantharellus cornucopioides (Pers.) Corne d'abondance	122	75
» *cibarius* (Fries) Girolles, Chanterelle	115	48
Clavaria aurea (Fries *ex* Sch.) Clavaire dorée	90	39
» *cristata* (Fr. *ex* Holmsk.) Clavaire en crête	115	87
Clathrus cancellatus (Linné)	132	1696
Xylaria polymorpha	34	7
Sarcodon repandum (Fr. *ex* Linné) Hydne	105	38
Calodon ferrugineum (Patouillard) Hydne ferrugineux	44	50
Dryodon coralloides (Quélet)	92	19
Ithyphallus impudicus (Fries *ex* Linné) Satyre puant, Œuf du diable	35	525

année un nombre aussi grand que nous pouvions d'espèces non encore analysées. L'année n'a guère été plus favorable à cet égard que les précédentes, d'abord à cause de la sécheresse, puis en automne à cause de la pluie. Néanmoins, en mettant à profit les expositions annuelles de la Société mycologique de France et du Muséum National d'Histoire Naturelle, nous avons pu utiliser une quinzaine d'espèces en bon état et en quantités suffisantes pour les analyses. Jointes à nos propres récoltes, cela a constitué un ensemble de 42 espèces nouvelles, dont voici le tableau et les analyses. L'ordre de classement suivi est le même que dans le tableau de l'année dernière, il est, du moins en ce qui concerne les Basidiomycètes, celui des *Icones selectæ Fungorum* de Konrad et Maublanc, bien connus des mycologues.

En examinant ce tableau, conjointement avec celui de l'année dernière, on peut constater tout d'abord que la teneur moyenne en manganèse de la centaine d'espèces (exactement 101) que nous avons analysées n'est que de 55 mg/kg sec, soit la moitié de ce qu'elle atteint chez les Phanérogames.

On peut remarquer ensuite l'existence d'un groupe morphologiquement très homogène, celui des *Tricholomes* dont la teneur des 18 espèces analysées n'est que de 24,5 mg, alors que le groupe des *Rhodopaxillus*, si voisin à présent pour les mycologues, mais représenté, malheureusement ici, par seulement trois espèces, atteint 104 mg comme teneur moyenne.

Ces résultats apportent une preuve nouvelle de l'intérêt que présente l'étude de la Biochimie comparée pour la connaissance de l'Histoire naturelle.

(1) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 37.
(2) *Ann. agron.*, 1955, n° 4, p. 523-535.

AÉRODYNAMIQUE. — *Recherches sur le volet-rotor, dispositif de supersustentation.* Note de M. **Dimitri Riabouchinsky.**

Exposé de recherches sur l'action produite par la rotation rapide de pales placées en arrière d'une aile, le long du bord de fuite.

Dans la collection de spectres aérodynamiques, rassemblée dans le fascicule III du *Bulletin de l'Institut aérodynamique de Koutchino*, que j'ai rappelée précédemment à propos du principe de l'aile à fente (1), figure, entre autres, le spectre reproduit dans la figure 1 de la présente Note, mettant en évidence l'action produite par la rotation rapide de la pale B, placée en arrière de l'aile C, le long de son bord de fuite (*fig.* 2). J'ai proposé d'appeler ce dispositif de supersustentation, pouvant présenter un certain intérêt à l'atterrissage, *le volet-rotor.*

Sur une demande que j'avais adressée au Service Technique de l'Aéro-

nautique, des recherches quantitatives sur ce dispositif ont été effectuées au Laboratoire Eiffel, sous la direction de M. Antonin Lapresle. Le rapport n° 269/B du 15 octobre 1926 sur ces recherches, rédigé par M. Lapresle,

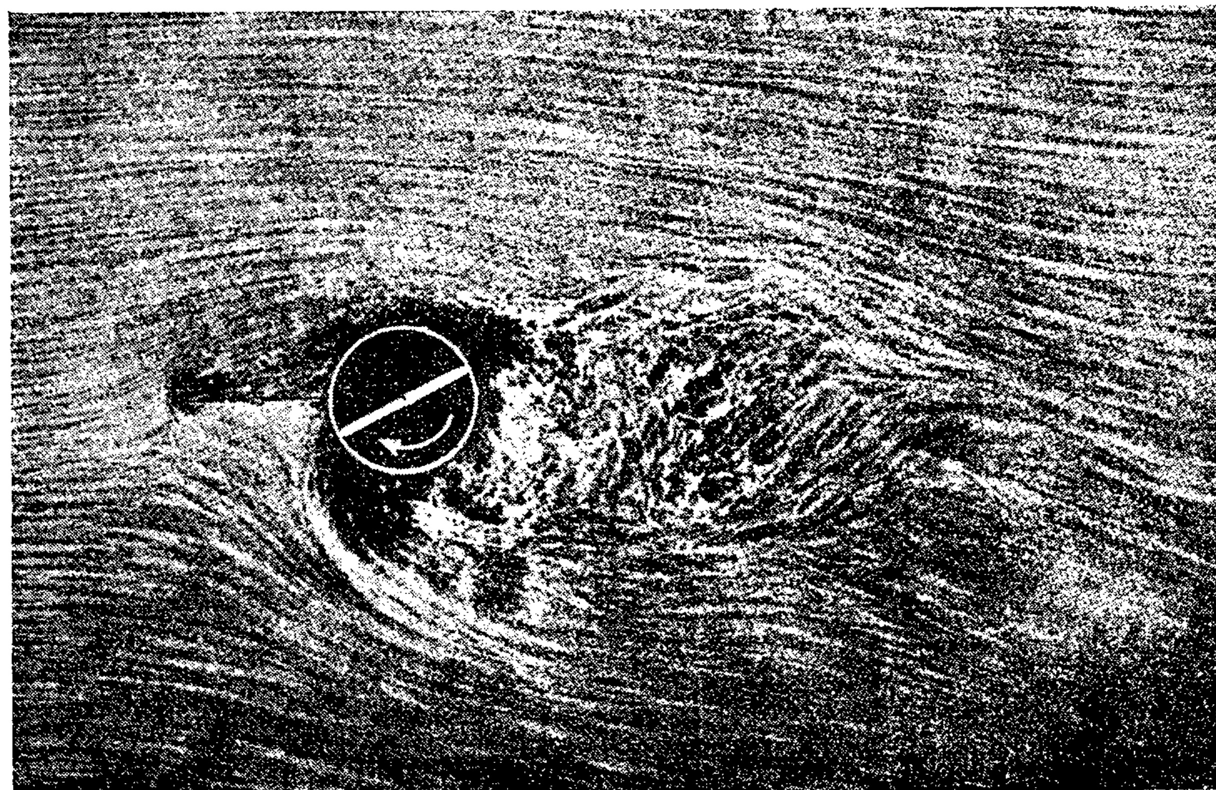


Fig. 1.

m'a été communiqué par M. l'Inspecteur général Grard, Directeur du Service Technique de l'Aéronautique, le 30 octobre 1926.

J'ai exposé les résultats de ces recherches dans l'un des chapitres de mon travail : *Étude sur l'hypersustentation et la diminution de la résistance*

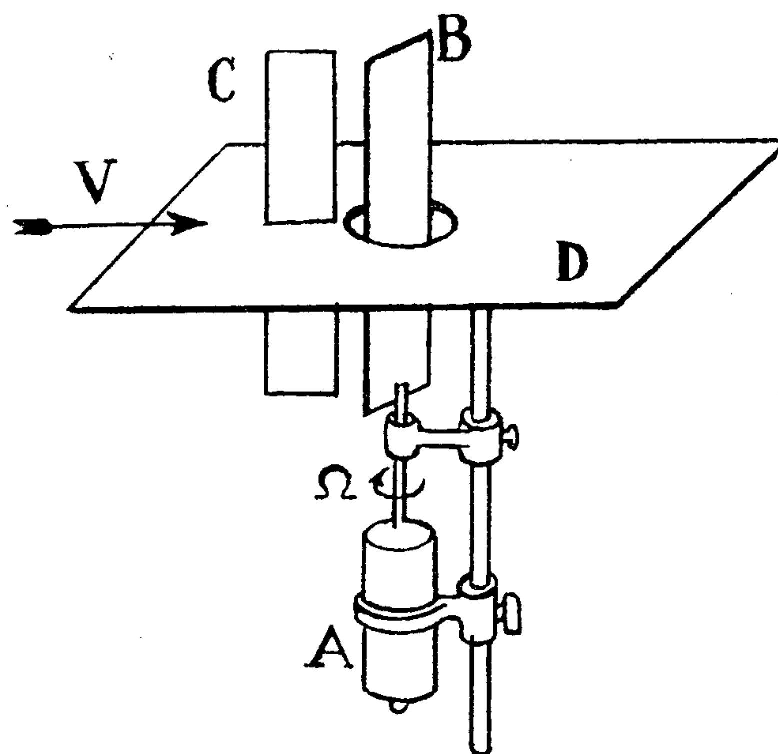


Fig. 2.

à l'avancement (²). Cette édition a été complètement détruite au début de l'occupation, mais l'unique exemplaire broché, qu'on a eu le temps de me remettre, se trouve actuellement dans la bibliothèque de l'Académie

des Sciences. Qu'il me soit permis de rappeler aujourd'hui l'essentiel de mon exposé susdit en y ajoutant quelques précisions.

Une vue schématique d'ensemble du dispositif d'essai, que nous avons étudié en collaboration avec M. Lapresle, se voit sur la figure 3. Les

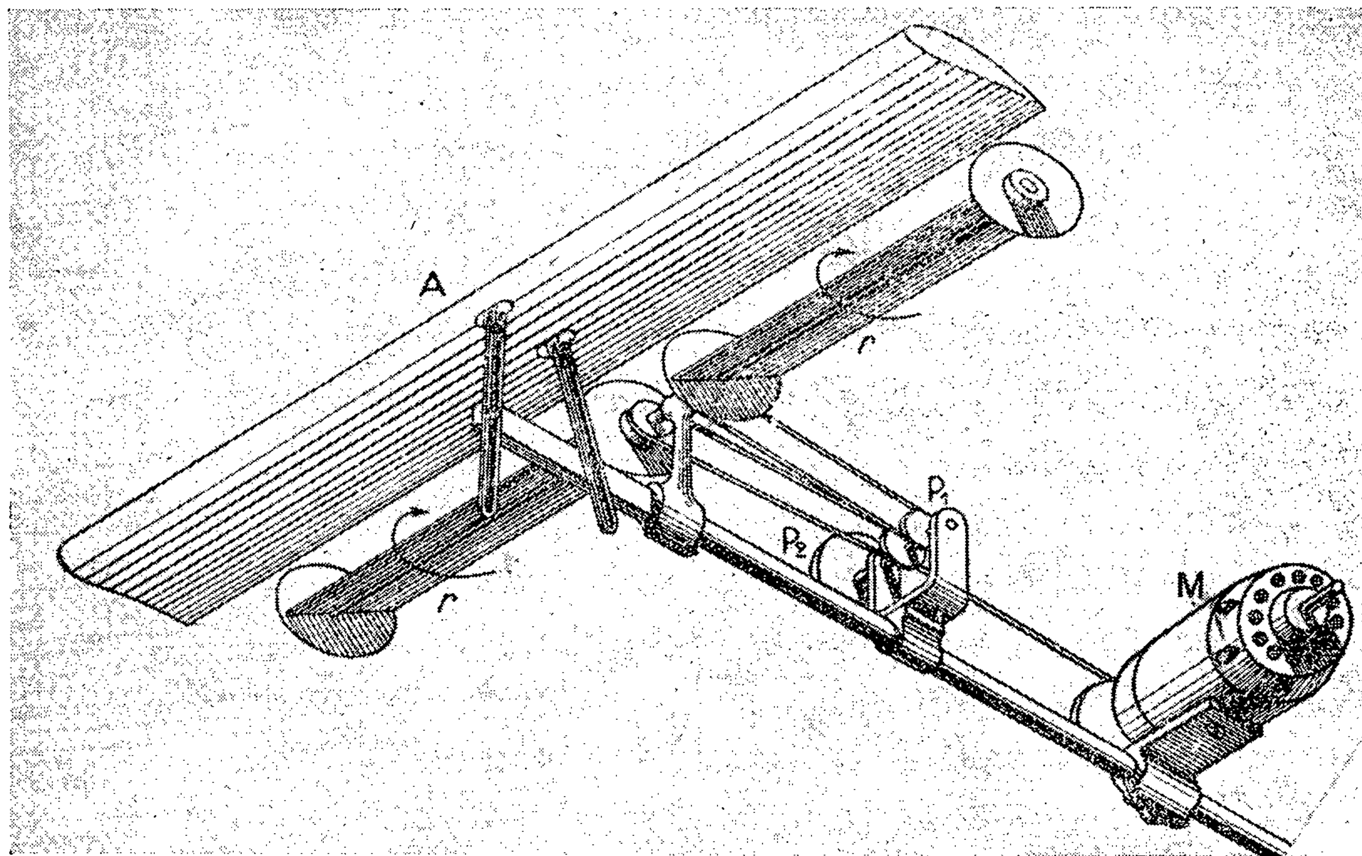


Fig. 3.

dimensions des deux ailes E 504 et E 352, utilisées successivement, ainsi que les dimensions des deux pales tournantes, bordées chacune par deux cercles de 12 cm de diamètre, sont données sur la figure 4.

Les essais effectués comportent la détermination, pour différentes valeurs du rapport ($\pi n D : V$), de la vitesse périphérique des pales à la vitesse du

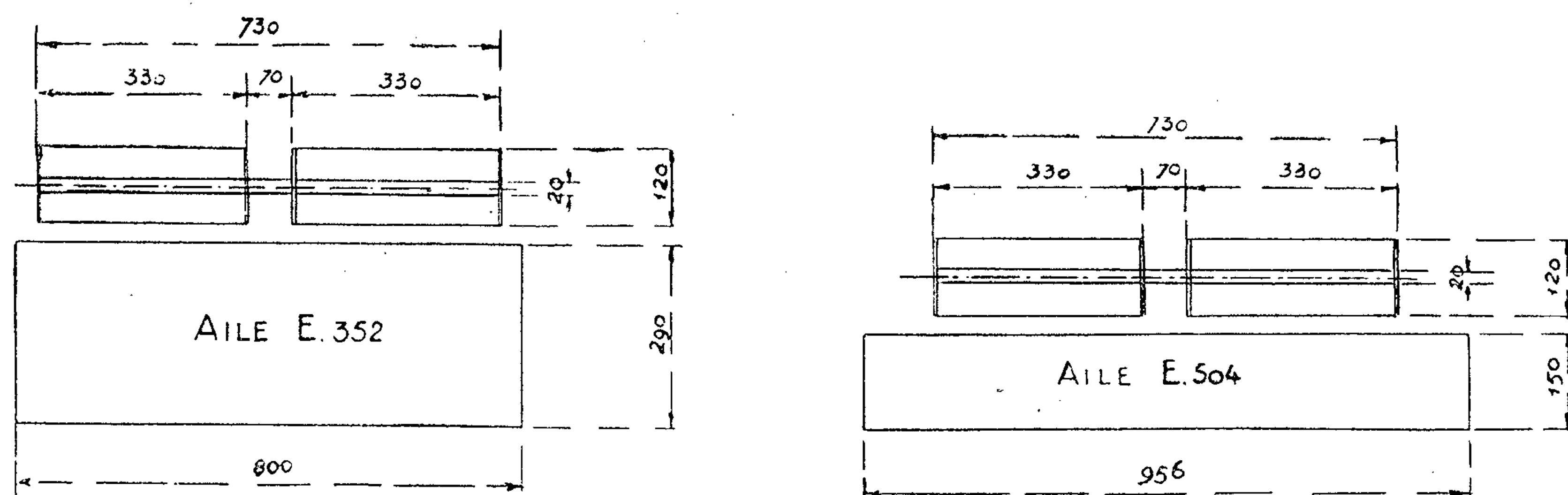


Fig. 4.

vent, de la sustentation R_z et de la résistance à l'avancement R_x du système constitué par l'aile et les palettes en rotation.

Un tarage préliminaire permettait d'éliminer des forces mesurées, les résistances des poulies, coussinets, moteur et tige-support. La vitesse de rotation était observée au stroborama.

Les deux ailes ont été exposées successivement aux inclinaisons de 0 et 15°, le bord de fuite de l'aile étant maintenu à la hauteur de l'axe du rotor et à 1 cm en avant des palettes dans leur position horizontale.

Les essais ont été faits à une dizaine de vitesses différentes, variant de 0 à 16 m/s, le nombre de tours du moteur ayant été maintenu constant aux environs de 2 350 t/mn.

Ces essais ont mis en évidence que, pour l'ensemble de l'aile et du rotor, la sustentation R_z passe par un maximum pour une valeur du rapport $\pi n D : V$ voisine de 5. Pour faciliter des comparaisons, c'est à cette valeur du rapport $\pi n D : V$ et à la valeur $V = 10$ m/s, que correspondent les valeurs R_z et R_x en grammes consignées dans les tableaux ci-dessous.

Dans le calcul des résistances à l'avancement R_x, on n'a pas tenu compte bien entendu de la puissance absorbée par la rotation des pales seules. Les valeurs R_x étant rapportées à une vitesse de 10 m/s, la puissance absorbée par la rotation des pales équivaudrait à une augmentation de R_x de l'ordre de 1 kg environ.

Les valeurs R_z et R_x figurant dans les colonnes (1), (2), (3), (4), (5) des tableaux ci-dessous, concernent respectivement : (1) → aile seule, (2) → rotor seul, (3) → somme des efforts (1) et (2), (4) → aile + rotor dans le fonctionnement réel, (5) → accroissement de la sustentation R_z et de la résistance R_x par rapport à l'aile isolée.

TABLEAU I. — *Valeurs des* R_z.

		(1).	(2).	(3).	(4).	(5).
Aile 504	0°	257	1695	1952	2886	2629
	15°	932	–	2627	3570	2638
Aile 352	0°	244	–	1939	3106	2862
	15°	1260	–	2955	3635	2375

TABLEAU II. — *Valeurs des* R_x.

		(1).	(2).	(3).	(4).	(5).
Aile 504	0°	13,7	1340	1353,7	3370	3356,3
	15°	201,5	–	1541,5	3360	3158,5
Aile 352	0°	23,7	–	1363,7	3010	2986,3
	15°	165,0	–	1505,0	3250	3085,0

M. A. Lapresle termine son rapport en faisant les constatations suivantes :

a. Si l'on compare les colonnes (3) et(4) du tableau I, on voit que l'interaction de l'aile et du rotor augmente la sustentation par rapport à ce qu'elle serait si les efforts sur l'aile et le rotor isolés s'ajoutaient simplement;

b. Si l'on compare entre eux les nombres de la colonne (5), on constate que la présence du rotor augmente la sustentation de l'aile isolée d'une

quantité qui ne dépend que très peu de l'incidence de l'aile et de ses dimensions, dans les limites réalisées aux essais. On trouve, en effet, très peu de différence dans les accroissements de la circulation et de la sustentation des ailes 504 et 352 ayant l'une 15 cm de profondeur et l'autre 29 cm;

c. La résistance à l'avancement R croît continuellement à mesure que le rapport $\pi n D : V$ augmente. Pour la valeur de ce rapport égale à 5, correspondant au maximum de sustentation, le tableau II fait voir que la résistance R_x est du même ordre de grandeur que la sustentation R_z.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 829.

(2) D. Riabouchinsky, *Publl. scient. et techn. Minist. Air*, n° 167, 1940.

ASTRONOMIE. — *Expansion d'une structure spirale dans le noyau du Système Galactique, et position de la radiosource* Sagittarius *A*. Note (*) de MM. **Hugo van Woerden, Willem Rougoor** et **Jan Oort**.

Au cours d'une étude de la radiation 21 cm de l'hydrogène on a trouvé, dans la partie centrale du Système Galactique ($R < 2$ kpc), des bras spiraux qui s'éloignent du centre avec des vitesses de 50 à 100 km/s. Un de ces bras cause une forte absorption de la raie 21 cm dans la source *Sagittarius A*. Ceci montre qu'en toute probabilité cette source est située au centre de notre Galaxie.

Un des premiers points du programme du nouveau radiotélescope de 25 m à Dwingeloo, Pays-Bas, est une étude de la radiation 21 cm de l'hydrogène issue de la partie centrale de la Galaxie. Des recherches antérieures (1), faites avec une antenne donnant un lobe principal de 2°,3 d'ouverture à demi-puissance, avaient montré, dans les profils obtenus aux longitudes galactiques $l < 346°$, de longues extensions, qui furent attribuées à des masses de gaz fortement turbulentes se trouvant à des distances galactocentriques $R < 2{,}5$ kpc. Les observations faites au nouveau télescope, dont le lobe central a une ouverture de 0°,57, ont généralement confirmé ces résultats, mais elles montrent des différences considérables entre les profils obtenus pour des positions voisines et les extensions des profils sont très raboteuses. Évidemment la répartition de l'hydrogène est très irrégulière. Dans cette Note nous publions quelques résultats préliminaires du programme encore inachevé.

En premier lieu, nous avons étudié le bras spiral déjà visible d'après les résultats antérieurs (1) entre $l = 321°$ et $l = 328°$, à des vitesses V de -85 à -45 km/s (2). Pour obtenir la répartition de l'hydrogène en fonction de la latitude galactique, on a enregistré l'intensité en fonction de l'ascension droite, en fixant la déclinaison et la fréquence et en employant une largeur équivalente de bande passante de 150 kc/s, correspondant

à 32 km/s. La figure 1 montre les résultats pour les déclinaisons — 30°,50 et — 28°,35 ([3]). Il y a une différence marquée entre les répartitions d'intensité pour $\delta = -28°,35$ et pour les autres déclinaisons, différence évidemment causée par l'absorption de la radiation continue issue de la radiosource *Sgr A* = 17 S 2 A. La position de cette source, déterminée récemment par M. Westerhout ([4]) à la fréquence de 1390 Mc/s, est :

$$\alpha = 265°,79 \pm 0°,02, \qquad \delta = -28°,94 \pm 0°,02 \qquad \text{(équinoxe 1956,7)};$$
$$l = 327°,71, \qquad b = -1°,46.$$

Des profils de la raie 21 cm furent obtenus aux positions indiquées dans la partie supérieure de la figure 3, en utilisant une largeur de bande de 40 kc/s = 8 km/s. Dans cette Note, nous discuterons en premier lieu les parties des profils correspondant à des vitesses radiales négatives. En général les profils montrent ici une raie d'émission étroite. Une forte émission est illustrée dans la figure 2 *a*; sa largeur à demi-intensité est de 21 km/s, et son intensité maximale est de 40° K.

La figure 3 présente, pour chaque profil, la vitesse V de cette émission. Évidemment, l'hydrogène responsable de cette raie est concentré dans un bras spiral. Remarquons que la série des vitesses négatives continue au-delà de $l = 328°$, où la rotation galactique ne permet que des vitesses positives. Aux longitudes $l > 331°$ l'émission de ce bras se confond avec le flanc de la radiation intense autour de V = 0. Les longitudes inférieures à 318° ne passent pas au-dessus de l'horizon de Dwingeloo.

Le profil obtenu à la position exacte de la source *Sgr A* est montré dans la figure 2 *b*. Au lieu d'une raie d'émission on y trouve une forte absorption. Mentionnons que le niveau d'intensité zéro fut déduit, avec une précision de ± 1° K, de mesures quotidiennes de champs à latitudes galactiques élevées. Une raie d'absorption près de V = — 53 km/s est aussi visible dans les observations de E. F. McClain ([5]); nous soupçonnons que, là, la ligne d'intensité zéro a été tracée trop bas. La largeur à demi-intensité de la raie d'absorption est de 12 km/s, soit 10 km/s après correction pour la largeur de la bande passante. La vitesse de 53 km/s observée pour la raie d'absorption se range excellemment parmi les vitesses d'émission. L'hydrogène absorbant est donc sans doute situé dans le bras spiral responsable des raies d'émission. Par conséquent, la source *Sgr A* se trouve au-delà de ce bras spiral.

La distance de *Sgr A* a été estimée par quelques auteurs ([6]) à 3 ou 4 kpc, tandis que d'autres l'ont placée ([7]) au centre de la Galaxie, ou ont considéré ([8]) des combinaisons de ces possibilités. Nous concluons que le bras spiral absorbant, et aussi *Sgr A*, doit être proche du centre galactique, en vertu des arguments suivants :

La vitesse observée pour le bras absorbant dans la direction du

centre, $l = 328^\circ$, est $V \simeq -50$ km/s. L'hydrogène dans ce bras doit donc s'éloigner du centre avec une vitesse de 50 km/s. Des écarts si grands par rapport à un mouvement circulaire ne sont trouvés que dans les régions nucléaires ($R < 2,5$ kpc). Ils se manifestent, par exemple, dans les longues extensions des profils autour de $l = 328^\circ$.

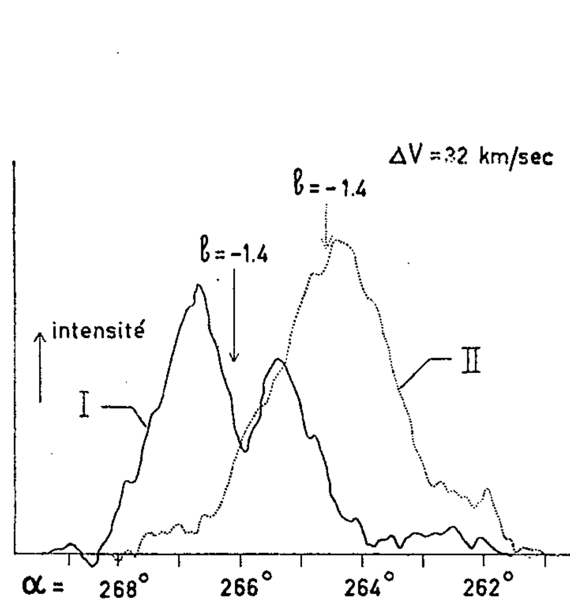


Fig. 1.

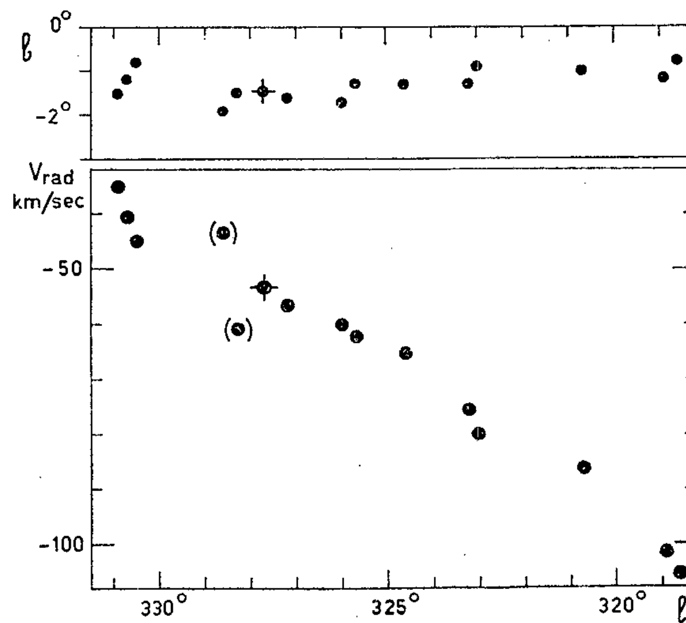
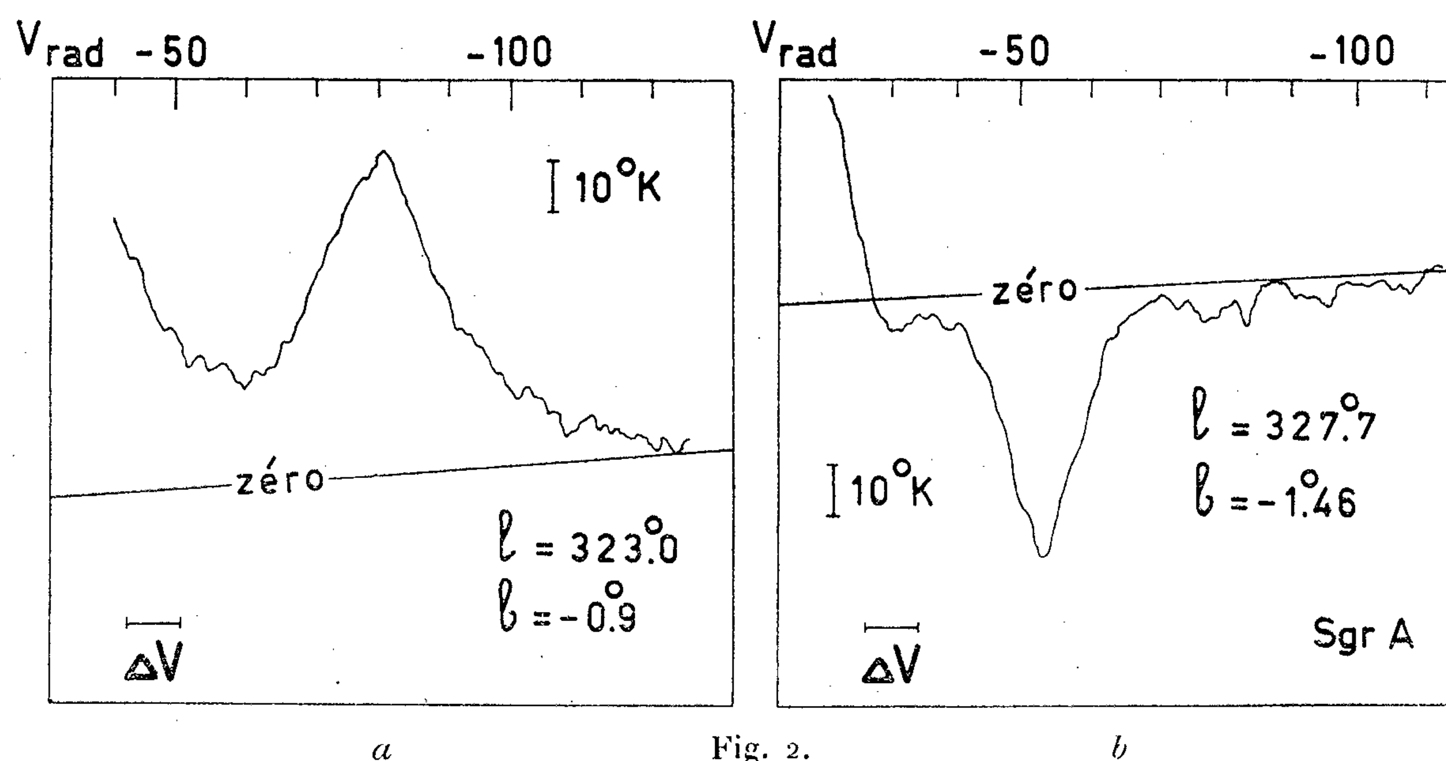


Fig. 3.



a Fig. 2. *b*

Fig. 1. — Enregistrements de l'intensité en fonction de l'ascension droite α. Courbe I (en trait continu) : $\delta = -28^\circ,35$, $V = -53$ km/s; courbe II (en trait pointillé) : $\delta = -30^\circ,50$, $V = -64$ km/s. La largeur équivalente de bande passante ΔV était de 150 kc/s = 32 km/s.

Fig. 2. — Enregistrements de l'intensité en fonction de la vitesse radiale V_{rad}, avec une largeur équivalente de bande passante ΔV de 40 kc/s = 8 km/s.

a. Profil représentatif pour les environs de *Sgr A*.

b. Profil obtenu exactement sur la position de *Sgr A*.

Fig. 3. — Vitesses radiales V_{rad} des raies d'émission obtenues aux positions indiquées dans la partie supérieure de la figure. La vitesse déduite du profil d'absorption de la source *Sgr A* est marquée d'un signe plus. Deux vitesses incertaines sont placées entre parenthèses.

Si l'on supposait que la source *Sgr A* se trouve à 3 kpc seulement du Soleil, le bras absorbant devrait être situé dans une région où l'on n'a observé que des mouvements à peu près circulaires. Les vitesses observées

montrées dans la figure 3 seraient alors en contradiction flagrante avec la rotation galactique différentielle obtenue dans le B. A. N. 458 [1]. En outre, la largeur à demi-intensité de 2°,0 en latitude, déduite de la figure 1, donnerait dans ce cas une épaisseur de 100 pc pour le bras, sensiblement plus mince que les bras qu'on a observés jusqu'ici.

En tout cas, pour $l = 318°$, le bras se trouve à une distance de plus de 1,4 kpc du centre. Pour des valeurs plus élevées de l, R ira en diminuant probablement. Une détermination directe de la distance galactocentrique R du bras spiral absorbant est impossible, parce que, pour $l > 318°$, ce bras n'est pas vu tangentiellement. En vertu des considérations précitées il nous semble pourtant inévitable de conclure que le bras spiral absorbant ne peut être situé à $R > 5$ kpc, mais que R est au plus 2,5 kpc. Ainsi, la source *Sgr A* se trouve sans doute dans la région nucléaire de notre Galaxie. Il est possible qu'elle représente le noyau galactique même. Évidemment cela n'exclut pas la possibilité d'une radiation mesurable provenant de la région H II située à 3 kpc environ du Soleil vers $l = 328°$ [6], [8].

On a estimé l'épaisseur optique τ_a au centre de la raie d'absorption. Comme dans le récepteur employé on mesure la différence entre la radiation dans la raie et celle d'une fréquence de comparaison en dehors de la raie, l'intensité T_a au centre de la raie d'absorption est mesurée relativement au niveau de la radiation continue. Ce niveau a été indiqué par « zéro » dans la figure 2 *b*. Soit T_H l'intensité de la radiation de l'hydrogène à la même longueur d'onde, T_c l'intensité de la radiation continue. Alors

$$T_a + T_c = T_H + T_c e^{-\tau_a}. \tag{1}$$

La figure 2 *b* donne $T_a = -53°$ K, les mesures de M. Westerhout [4] sur 1390 Mc/s indiquent que $T_c = 218°\ K \pm 20\ \%$. La valeur de T_H peut être estimée par l'émission mesurée au voisinage immédiat de *Sgr A*; nous trouvons $T_H = 30°$ K. La formule (1) donne alors $\tau_a = 0{,}48$.

Le nombre d'atomes d'hydrogène dans une colonne de 1 cm² de section peut être déduit de la formule

$$N_H = 1{,}835.10^{13} T_g \int \tau(V)\, dV. \tag{2}$$

Admettons que la température de l'hydrogène $T_g = 100°$ K et que

$$\int \tau(V)\, dV = 0{,}8.10^6$$

pour un cas d'émission représentatif. Cela donne $N_H = 1{,}5.10^{21}$, ce qui est environ un tiers du nombre moyen d'atomes par centimètre carré dans les bras au voisinage du Soleil.

Outre le bras déjà discuté on trouve, dans les extensions des profils

d'émission près de $l = 328°$, plusieurs autres indications d'une structure spirale. Des maxima intenses d'émission à des vitesses $V \approx +100$ km/s sont visibles à $l = 326°$ et à $l = 323°$, longitudes où ces vitesses sont interdites par la rotation galactique différentielle. Cet hydrogène, lui, ne cause pas d'absorption dans le spectre de la source *Sgr A*; il est donc probablement situé au-delà de la source, et en toute probabilité il s'éloigne du centre avec une vitesse de l'ordre de 100 km/s.

Les observations discutées montrent que dans les parties centrales de la Galaxie un bras spiral au moins possède une grande vitesse dirigée vers l'extérieur; phénomène qui pourrait être d'importance pour la dynamique et l'évolution des structures spirales.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) K. K. Kwee, C. A. Muller et G. Westerhout, *B. A. N.*, **12**, n° 458, 1954, p. 211.

(2) Les vitesses radiales V sont rapportées au « local standard of rest ».

(3) Les positions n'ont pas été corrigées pour la réfraction, sauf celle de la source *Sgr A*.

(4) G. Westerhout, étude non encore publiée.

(5) *Ap. J.*, 122, 1955, p. 376, *fig.* 1 et 4.

(6) R. D. Davies et D. R. W. Williams, *Nature*, **175**, 1955, p. 1079; W. Priester, *Z. Ap.*, **38**, 1955, p. 73; E. F. Mc Clain, *Ap. J.*, **122**, 1955, p. 376.

(7) R. X. Mc Gee et J. G. Bolton, *Nature*, **173**, 1954, p. 985.

(8) F. T. Haddock et T. P. Mc Cullough, Jr., *A. J.*, **60**, 1955, p. 161; B. Y. Mills, *Observatory*, **76**, 1956, p. 65; F. G. Smith, P. A. O'Brien et J. E. Baldwin, *M. N.*. **116**, 1956, p. 282.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Spectre d'absorption infrarouge des produits d'ozonation de l'acide oléique et de l'oléate d'éthyle.* Note (*) de MM. **Émile Briner** et **Édouard Dallwigk**.

Dans nos précédentes publications (1), il a été montré que les bandes d'absorption, qui répondent aux fréquences de vibrations de valence du groupe carbonyle et apparaissent, *dès le début de l'ozonation*, dans le spectre des oléfines étudiées, proviennent, non pas d'un ozonide, mais d'un aldéhyde ou d'une cétone; dans la suite, nous les désignons du nom abrégé de bandes « carbonyles ». A ces résultats, d'ordre spectrographique, nous en ajouterons encore un autre que nous avons obtenu récemment, par voie chimique, en reprenant l'étude de l'ozonation de l'O-méthylisoeugénol et du styrène.

Dans l'ozonation de l'O-méthylisoeugénol se manifeste, à 1687 cm^{-1}, la bande « carbonyle » de l'aldéhyde formé, l'O-méthylvanilline. Mais, comme cet aldéhyde résulte directement de la réaction de l'ozone sur la double liaison, il y avait lieu d'envisager, comme possible, la formation simultanée d'aldéhyde acétique. Pour vérifier ce point le spectre ne peut nous renseigner, car l'aldéhyde acétique, s'il se forme, est entraîné dans le courant gazeux $O_2 - O_3$.

Nous avons eu recours alors à l'analyse du gaz; elle nous a montré qu'il se charge effectivement d'aldéhyde acétique (production d'iodoforme par réaction avec une solution d'iode). Dans le cas du styrène, les deux aldéhydes formés sont l'aldéhyde benzoïque, caractérisé dans la solution par sa bande « carbonyle » et l'aldéhyde formique, décelé dans le gaz par sa réaction sur le dimédon.

Dans la présente Note nous examinons, sur la base des spectres d'absorption [2] représentés par les figures 1 et 2, l'application de ces différents résultats aux produits d'ozonation de l'acide oléique et de son ester éthylique [3]; ces produits revêtent en effet un intérêt spécial, comme points

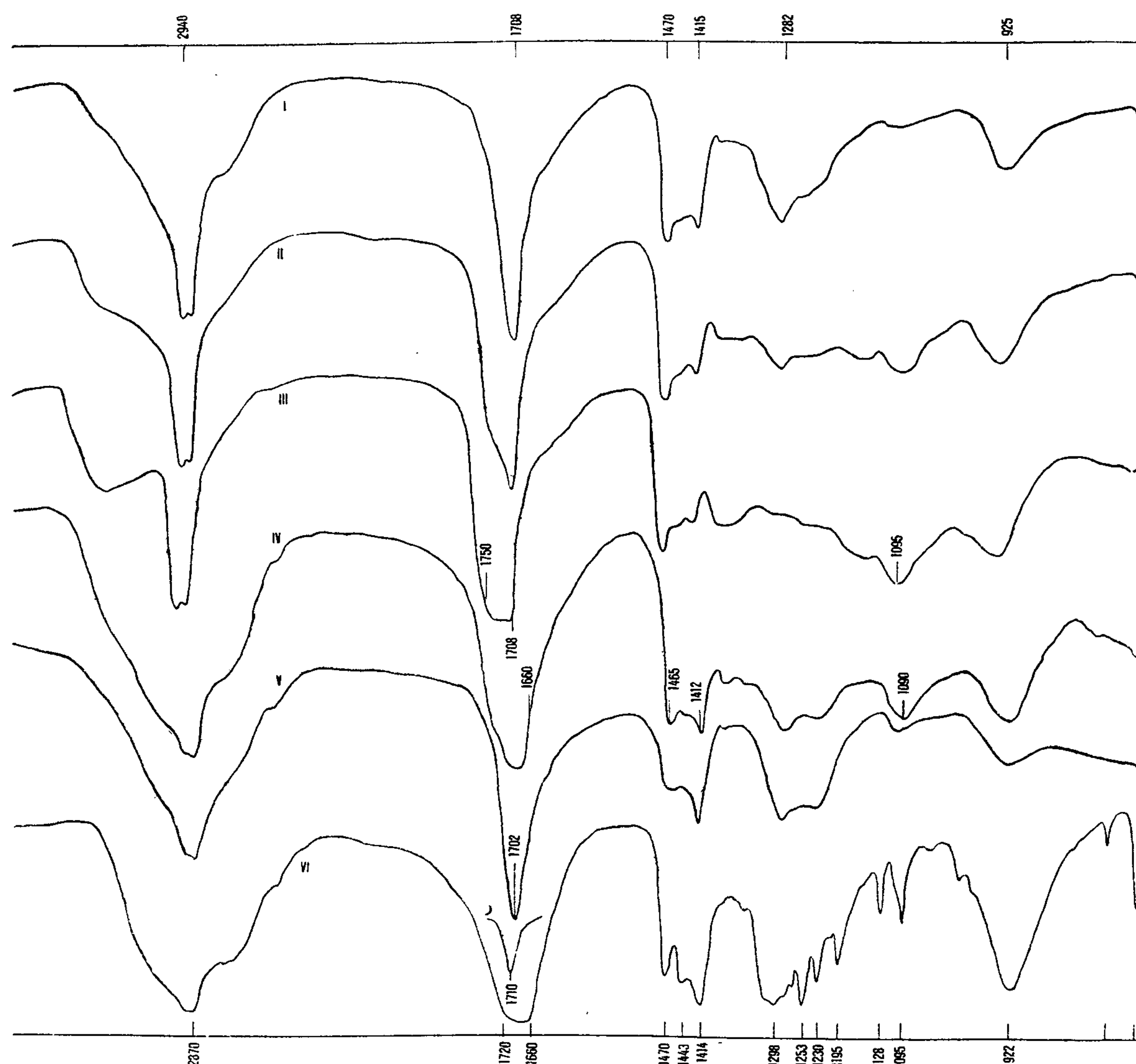


Fig. 1. — I, solution d'acide oléique 1/5 molaire dans CCl_4; II, même solution, ozonée à 40 %; III, même solution, ozonée à 100 %; IV, même solution, fortement ozonée; 5 jours après l'arrêt du courant $O_2—O_3$; V, solution d'acide pélargonique 1/5 molaire dans CCl_4; VI, acide azélaique à l'état solide (fondu); VI', bande carbonyle d'une solution saturée d'acide azélaique dans CCl_4.

de départ pour la préparation de divers composés d'importance scientifique et industrielle. Dans cet examen, nous nous en tenons aux points essentiels, en renvoyant, pour plus de détails, aux Mémoires destinés à paraître dans un autre recueil.

Les spectres I, II, III et IV de la figure 1, se rapportent à l'ozonation de

l'acide oléique. Dans le spectre I, représentant l'acide oléique, nous relevons, à 1708 cm^{-1}, la bande carbonyle de l'acide; elle est très prononcée, mais relativement étroite. L'ozonation à 40 % (II) à 100 % (III) et au-dessus, (IV) détermine un élargissement fortement croissant de la bande carbonyle. En outre, dans la région 1090-1100 cm^{-1} se manifeste une bande bien marquée, s'amplifiant avec l'ozonation; d'après ce qui a été exposé dans les Mémoires précédents, cette bande est attribuable à un ozonide.

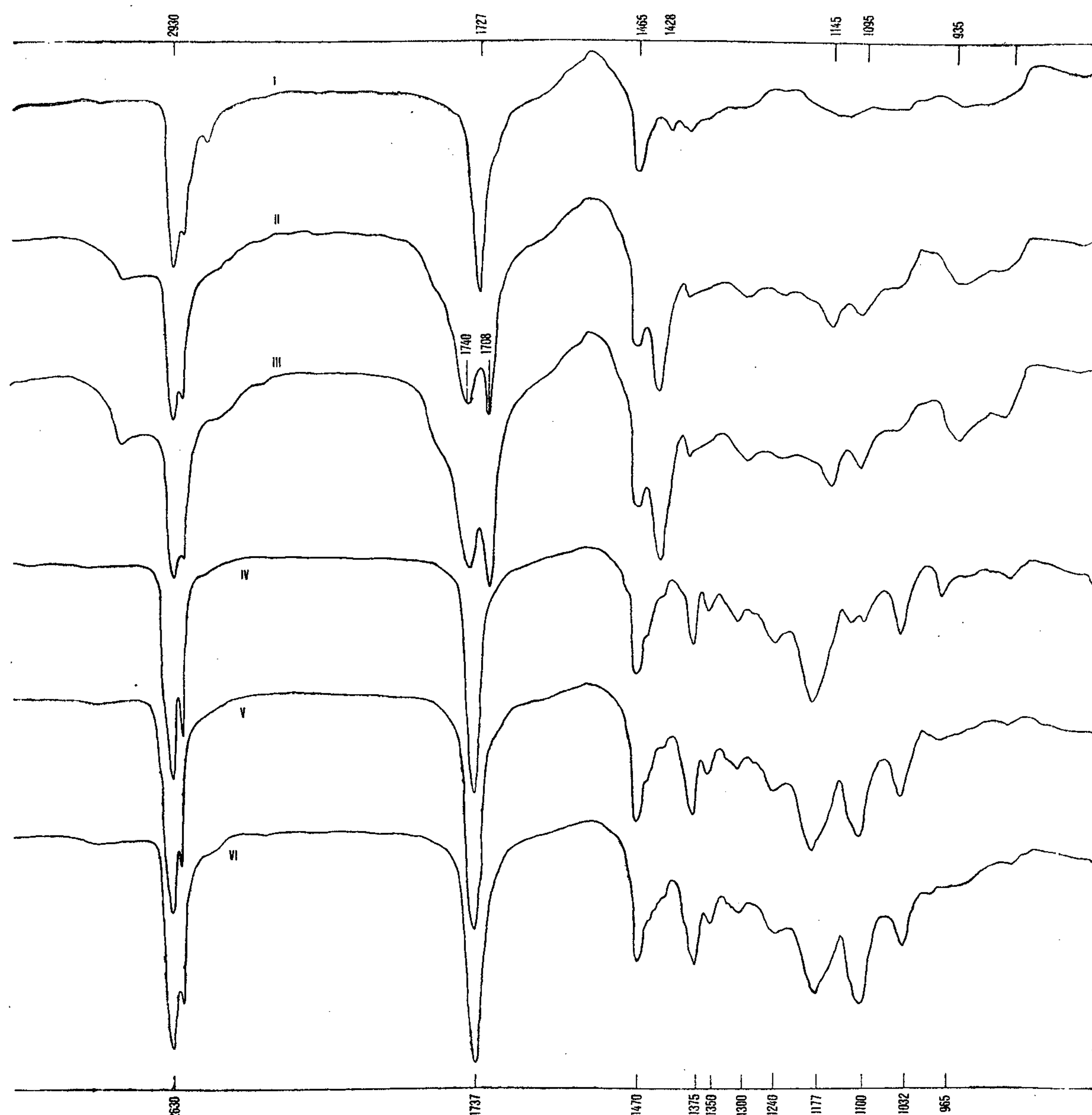


Fig. 2. — I, solution d'aldéhyde pélargonique 1/5 molaire dans CCl_4; II, même solution, après passage, durant 25 mn, du gaz $O_2 — O_3$ (à 0,8 %); III, même solution, après passage du gaz durant 50 mn; IV, solution d'oléate d'éthyle 1/10 molaire dans CCl_4; V, même solution, après ozonation à 60 %; VI, même solution après ozonation à 100 %.

Il y a lieu de s'arrêter tout spécialement à l'élargissement de la bande carbonyle de l'acide; nous basant sur les résultats mentionnés plus haut, nous sommes conduits à l'attribuer aux bandes « carbonyles » des aldéhydes formés dès le début de l'ozonation. Dans l'ozonation de l'acide oléique, les deux aldéhydes à considérer sont l'aldéhyde pélargonique et l'hémialdéhyde azélaique. En effet, l'aldéhyde pélargonique — nous avons pu nous en procurer un échantillon — a sa bande carbonyle à 1727 cm^{-1} (*fig.* 2, I). D'autre part, comme on l'a

établi dans les recherches précédentes, l'aldéhyde formé, si l'ozonation est suffisamment poussée, subit une autoxydation marquée, par la production d'un péracide, puis d'un acide, par la réaction du peracide sur l'aldéhyde. Les spectres II et III de la figure 2, relatifs à l'autoxydation de l'aldéhyde pélargonique, montrent le dédoublement de la bande carbonyle de l'aldéhyde en deux bandes, l'une vers 1740 cm^{-1} (présence d'un peracide pélargonique) et l'autre, vers 1707 cm^{-1} (présence de l'acide pélargonique). On conçoit donc que ces différentes bandes « carbonyles », de fréquences voisines, puissent donner lieu à une bande fortement élargie ([4]).

Cette interprétation a d'ailleurs trouvé une confirmation complète dans le spectre des produits d'ozonation d'une solution 1/10 molaire d'acide oléique dans CCl_4; il a été déterminé, sitôt après une ozonation poussée, à l'aide d'un spectrophotomètre, avec prisme de fluorine, ce qui assure une meilleure dispersion. Effectivement, sur le spectre, sont apparus un épaulement bien marqué vers 1740 cm^{-1} (présence de peracide), puis deux bandes distinctes, l'une à 1727 cm^{-1} (présence d'aldéhyde) et l'autre à 1708 cm^{-1} (présence d'acide). Mais, dans le spectre IV, de la figure 1, l'arrêt du courant $O_2 - O_3$, supprimant l'autoxydation, a favorisé la production de l'acide; ce que l'on constate par l'élargissement de la bande carbonyle des acides pélargonique (1702 cm^{-1}) et azélaique (1710 cm^{-1}) et par le renforcement de la bande 1414-1416 cm^{-1}, également caractéristique de ces acides.

Passant maintenant à l'ozonation de l'oléate d'éthyle, on se trouve en présence de résultats spectrographiques beaucoup plus simples. En effet, comme le montrent les spectres IV, V et VI de la figure 2, l'ozonation ne donne pas lieu à un élargissement de la bande carbonyle de l'ester; de plus, il n'y a pas d'autre changement dans le spectre de l'ester (IV) que l'apparition et le développement avec l'ozonation (V et VI) de la bande 1100 cm^{-1}, qui est celle de l'ozonide.

D'un point de vue plus général, il convient de relever, d'après ces constatations spectrographiques, que l'ozonation de l'oléate n'a pas consommé d'ozone pour la production de corps autres qu'un ozonide; elle se différencie donc des ozonations des autres oléfines, que nous avons étudiées, où les bandes « carbonyles », apparues dès le début de l'opération, attestent que des proportions plus ou moins fortes d'ozone ont été portées aussi sur la production d'aldéhyde ([5]).

Ce mode d'action de l'ozone sur la double liaison, mis en évidence par la spectrographie d'absorption infrarouge, conduit à apporter de notables modifications aux vues généralement admises pour interpréter la formation des ozonides.

(*) Séance du 18 mars 1957.

([1]) E. Briner et E. Dallwigk, *Helv. Chim. Acta*, 39, 1956, p. 1446 et *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 630; E. Dallwigk et E. Briner, *Helv. Chim. Acta*, 39, 1956, p. 1826.

([2]) Ils ont été déterminés à l'aide d'un spectrophotomètre Perkin-Elmer à deux faisceaux, avec prisme de NaCl; quelques mesures ont été faites avec un spectrophotomètre Perkin-Elmer à un faisceau, avec prisme de CaF_2; ces instruments ont été mis à notre disposition dans le Laboratoire de Chimie physique de l'Université de Genève par M. le Professeur B. Susz, Directeur de ce Laboratoire.

(3) Antérieurement quelques mesures ont déjà été faites sur ce corps; *voir* PH. DE CHASTONAY et E. BRINER, *Helv. Chim. Acta*, 37, 1954, p. 1561.

(4) Dans des mesures antérieures, faites sur l'ozonation des maléate fumarate et acrylate d'éthyle (E. DALLWIGK, B. SUSZ et E. BRINER, *Helv. Chim. Acta*, 35, 1952, p. 353 et E. DALLWIGK et E. BRINER, *ibid.*, 37, 1954, p. 620), le fort élargissement enregistré de la bande carbonyle avait été attribué à une bande de l'ozonide. Nous avons procédé à de nouvelles mesures sur l'ozonation de ces esters; leurs résultats seront communiqués ultérieurement.

(5) Ces constatations spectrographiques sont, comme il l'a été indiqué dans les publications précédentes, conformes aux vues auxquelles R. Criegee est arrivé par d'autres voies.

PHYSIOLOGIE. — *Le comportement génital et maternel de la Ratte après destruction de la moelle lombo-sacrée.* Note de MM. **HENRI HERMANN, HENRI LEMARCHANDS** et **MILEVA IVIĆ.**

Dans un travail antérieur (1), nous avons montré que, chez la Ratte, le cycle œstral, vérifié à l'aide de frottis vaginaux quotidiens, n'est pas modifié par la destruction de la moelle épinière lombo-sacrée. Cette constatation conduit à rechercher si la même mutilation du névraxe permet l'accomplissement des autres fonctions génitales : fécondation, nidation, gestation, parturition, lactation.

Les expériences ont été effectuées sur des rattes albinos, âgées de quatre à six mois, en période d'activité génitale, vivant dans une enceinte à 22° C et soumises à des alternances régulières de 6 h d'éclairement et d'obscurité. La destruction médullaire et la paralysie du train postérieur qu'elle entraîne rendant impossible l'accouplement, il a été procédé comme suit : les femelles ont été mises au contact d'un mâle reproducteur jusqu'à ce que l'examen microscopique quotidien du frottis vaginal coloré à l'hématéine-éosine ait mis en évidence la présence de spermatozoïdes. On peut ainsi fixer avec une approximation suffisante la date de la fécondation possible. Le jour même ou le lendemain de l'examen positif, la moelle a été détruite en arrière de la dixième paire dorsale, selon le protocole habituel (2). Les femelles amyélées ont été, ensuite, soignées avec une vigilance particulière de façon à éviter la macération dans l'urine et l'infection vésicale ainsi que les escharres qui en résultent. Pour cela la vessie a été fréquemment vidée par expression digitale prudente afin que l'urine ne s'écoule pas par regorgement. De plus, les lames de coton sur lesquelles reposent les femelles ont été renouvelées souvent; ces dernières ne tardent pas d'ailleurs à se déplacer dans leur cage en traînant derrière elles leurs membres postérieurs paralysés. On redouble de soins lorsque la gestation s'avance; il faut, en particulier, bien localiser la vessie dans l'abdomen avant de l'exprimer, car le traumatisme des fœtus, généralement situés dans les

flancs, peut avoir de fâcheuses conséquences. Grâce à ces précautions méticuleuses, la survie peut être suffisamment longue pour dépasser notablement la durée de la gestation qui, chez la Ratte, est de 21-23 jours ([3]).

Sur neuf rattes utilisées comme il vient d'être dit, deux sont mortes les 18^e^ et 26^e^ jour après la destruction spinale sans avoir été fécondées. Sept autres sont devenues gravides et ont formé 50 fœtus au total, soit en moyenne : sept par femelle. Dans ce dernier lot deux sont mortes le 14^e^ et le 19^e^ jour; leur utérus contenait respectivement sept et neuf fœtus bien conformés. Cinq rattes ont survécu au-delà de la parturition; elles ont eu des comportements différents.

L'une a spontanément expulsé sept fœtus à terme, mais les a dévorés à mesure de leur naissance. Une autre a mis bas quatre fœtus, le premier vivant, les autres morts en raison de la durée très allongée de la phase expulsive (48 h). Une troisième a d'abord expulsé deux fœtus normaux, mais est morte deux jours plus tard sans parvenir à évacuer les autres. L'autopsie a montré qu'il en restait sept, mais en situation extra-utérine, les placentas étant insérés en divers points de la cavité abdominale. Il existait une déchirure de la corne utérine gauche et on peut supposer qu'au cours d'une expression vésicale, il y a eu rupture de cette corne, ce qui a été la cause des grossesses ectopiques. Une quatrième ratte a mis bas trois fœtus, dont un vivant seulement qu'elle a commencé à soigner. Mais une rétention d'urine s'est installée; la vessie distendue s'est opposée à la sortie d'un fœtus engagé, qui lui-même empêchait l'évacuation de l'urine. L'intervention chirurgicale a permis d'extraire de l'utérus un fœtus vivant et quatre morts. La vessie s'est alors laissée vider sans difficulté.

L'observation de la cinquième ratte est démonstrative parce que complète. Cette femelle a mis au monde six petits vivants, 23 jours après la constatation de la présence de spermatozoïdes dans le vagin. La durée du travail, très prolongée, n'a pas excédé 24 h. La mère a pris soin de ses petits, les a allaités; ils ont eu une croissance normale; ils ouvrent leurs yeux le 14^e^ jour comme à l'ordinaire. La ratte a été sacrifiée 54 jours après la destruction médullaire, alors que les ratons étaient âgés d'un mois.

Ces expériences confirment et complètent celles; déjà anciennes, de J. Y. Simpson ([4]) et de Fr. Goltz et J. R. Ewald ([5]) qui ont vu la Truie et la Chienne mettre bas et donner des soins à leurs petits après la destruction de la moelle lombo-sacrée pratiquée au voisinage du terme. Nous établissons que, chez la Ratte, en dépit de la même mutilation, la fécondation, la nidation, la gestation, la parturition et l'allaitement peuvent s'accomplir et que l'instinct maternel est conservé. La durée de la gestation n'est pas modifiée, ce qui laisse supposer que la nidation se produit dans les délais normaux. L'allaitement a eu lieu de la manière habituelle, toutes les mamelles produisant du lait même celles qui étaient situées dans la zone

abdominale paralysée, la succion des mamelons à innervation intacte ayant mis en branle la sécrétion de la prolactine hypophysaire. Les diverses particularités du comportement des femelles amyélées sont d'ordre mécanique et résultent essentiellement de la paralysie de la musculature abdominale consécutive à la destruction médullaire. C'est à cette circonstance qu'est dû l'allongement considérable de la durée du travail : celui-ci, qui s'accomplit normalement en une ou deux heures ([3]), peut se prolonger pendant 48 h et entraîner la mort des fœtus, comme il a été dit plus haut.

La destruction médullaire élimine les neurones préganglionnaires des nerfs végétatifs; elle respecte, par contre, leurs neurones post-ganglionnaires. En toute rigueur, on ne peut donc conclure à l'absence d'une intervention nerveuse dans les phénomènes qui viennent d'être décrits. Cependant, étant donné que chez la Chienne, la sympathectomie abdominale bilatérale n'apporte aucune modification à la gestation, la parturition et la lactation ([6]), on peut considérer que le rôle du système nerveux ganglionnaire périphérique est de peu d'importance dans l'exercice des fonctions génitales femelles.

([1]) H. Hermann et H. Lemarchands, *Ann. Endocrinol.*, 17, 195., p. 689.

([2]) H. Hermann, J. F. Cier, J. Chatonnet et J. Vial, *C. R. Soc. Biol.*, 141, 1947, p. 934.

([3]) E. J. Farris et J. Q. Griffith, *The Rat in Laboratory Investigation*, 2e éd., 1949, p. 3.

([4]) *Clinique Obstétricale*, 1874, p. 131.

([5]) *Pflüger's Arch. die Ges, Physiol.*, 63, 1896, p. 362.

([6]) H. Hermann, F. Jourdan et P. Cornut, *Lyon Médical*, 117, 1936, p. 501.

(*Laboratoire de Physiologie, Faculté de Médecine, Lyon.*)

M. **Maurice Fréchet** fait hommage à l'Académie d'un Mémoire paru dans les *Annales de l'Institut Henri Poincaré*, intitulé : *Les inégalités de Minkowski dégénérées et leurs applications en Calcul des probabilités*.

M. **Francis Perrin** fait hommage d'un *Précis d'Énergie nucléaire*, par Gilbert Cahen et Pierre Treille, dont il a écrit la *Préface*.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **Henri Humbert** :

La végétation canaque. Thèse présentée à la Faculté des sciences de l'Université de Paris, par Robert Virot.

CORRESPONDANCE.

L'Académie est informée :

— du XXX[e] **Congrès international de Chimie industrielle**, qui se tiendra à Athènes, du 17 au 24 septembre 1957 ;

— du XV[e] **Congrès international de Zoologie**, qui aura lieu à Londres, du 16 au 23 juillet 1958.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Gouvernement général de l'Afrique équatoriale française. *Carte géologique de reconnaissance à l'échelle de* 1/1 000 000. *Notice explicative sur la feuille Fort-Lamy*, par Jacques Barbeau ;

2° *The Atomic Energy Research Establishment. Harwell. A brief guide.* Director : Sir John Cockcroft ;

3° National Museum of Canada. 1° *Some Canadian Birds*, by W. Earl Godfrey. Illustrations by John Crosby ; 2° *A guide to Eastern canadian mammals*, by Austin W. Cameron. Illustrations by John Crosby ;

4° Z. Mamuzić. *Structures topologiques définies sur un ensemble* E *par des structures sur un ensemble* M *et par application* $f(E \times E) \subset M$;

5° Académie des sciences de l'U. R. S. S. : 1° *Pamiati Aleksandra Aleksandrovitcha Andronova* ; 2° *A. A. Andronov. Sobranie Troudov* ;

6° Les cahiers de chasse et de nature dirigés par Tony Burnand. *Le lièvre à oreilles bleues et à dos brun, des Alpes* (Lepus cyanotus nov. spec.), par Jacques Blanchard ;

7° *Agrochimica. Rivista internazionale di Chimica vegetale, Pedologia e Fertilizzazione del suolo* (Pisa). Vol. I, n° 1. Dicembre 1956.

ALGÈBRE. — *Sur la théorie générale des produits réguliers.*

Note (*) de M. **Mihail Benado**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Caractérisation de tous les produits réguliers que l'on peut définir sur un ensemble (non vide) de groupes.

Quant aux définitions et aux notations concernant les produits réguliers, le lecteur est renvoyé à mon travail ([1]) ; *voir* aussi ([2]). Pour d'autres notations et définitions *voir* ([3]).

1.1. DÉFINITION. — Soit S une structure de Lie (³) et soit $\overline{Q}(S)$ l'ensemble [sûrement non vide (³)] de toutes les commutatrices (³) de S définies par les axiomes $\mathcal{K}1$, $\mathcal{K}2$, $\mathcal{K}3$, (Dq), $\mathcal{K}6$, $\mathcal{K}7$, $\mathcal{K}8$, $\mathcal{K}9$, $\mathcal{K}10$, [*au cas où* $S = S_\Sigma(\mathcal{G})$ (³) *nous y ajoutons* $\mathcal{K}11$ *et* $\mathcal{K}12$]. Soit $q \in \overline{Q}(S)$ et soient $x, y \in S$ tels que $x \geqq y$. Dans ces conditions, je dirai que l'élément y est Υ_q-*normal* dans x *si et seulement si* $q(x, y) \leqq y$. Symbole $x \Upsilon_q y$.

1.1.1. *Exemples.* — 1. Si $q(x, y) = k_s(x, y)$ (³) [et si $S = S_\Sigma(\mathcal{G})$!] on obtient les *diviseurs normaux de degré* $s = 1, 2, 3, \ldots$ que j'ai introduits dans (⁴), (⁵).

Exemple 2. — Si $q(x, y) = m_{r,s}(x, y)$ (³) on obtient ce que j'ai appelé les éléments normaux de Mlle Ruth Struik; $r, s = 1, 2, 3 \ldots$.

Exemple 3. — Si $q(x, y) = g_r(x, y)$ (³) on obtient ce que j'ai appelé les éléments normaux *galoisiens.*

1.2. DÉFINITION. — Soit S une structure complète (autrement arbitraire). Je dirai qu'une relation binaire $x \Upsilon y$ ($x, y \in S$ *tels que* $x \geqq y$!) y est une *normalité unitaire complètement régulière,* lorsque les axiomes suivants sont en puissance.

Υ1. *Les relations* $u \Upsilon a$ *et* $x \leqq u$ *entraînent* $x \Upsilon a \wedge x$.

Υ2. *Les relations* $u \Upsilon a$, $u \geqq x \Upsilon y$ *entraînent* $a \vee x \Upsilon a \vee y$.

Υ3. *Les relations* $u \Upsilon a_i$, $i \in I$ *entraînent* $u \Upsilon \bigvee_{i \in I} a_i$ *et* $u \Upsilon \bigwedge_{i \in I} a_i$.

Υ4. *On a* $1 \Upsilon 1$ *et* $1 \Upsilon 0$.

Quant à la notion générale de normalité unitaire (caractérisée par les seuls axiomes Υ1 et Υ2) *voir* les travaux (⁶), (⁷).

1.2. THÉORÈME FONDAMENTAL. — *Dans toute structure de* Lie (³) *la propriété d'être* Υ_q-*normal* (1.1) *est une normalité unitaire complètement régulière.*

2.1. DÉFINITION. — *Soit* $\mathcal{G}$ *un* Σ-groupe (¹), (⁴). *Je dirai que* $\mathcal{G}$ *est le produit* Υ_q-*régulier de ses* Σ-*sous-groupes* G_i, $i \in I$, *s'il est le produit régulier* (¹), (²) *des* G_i, $i \in I$ *et si* $q(\mathcal{G}, G_i) \leqq G_i$ *pour chaque* $i \in I$. Symbole : $\mathcal{G} = (\mathrm{X}_{i \in I}^{R\Upsilon_q}) G_i$.

2.2. DÉFINITION. — *Je dirai que le* Σ-*groupe* $\mathcal{G}$ *est le produit* Υ_q-*régulier* MAXIMAL *de ses* Σ-*sous-groupes* G_i, $i \in I$ *si*

$$\mathcal{G} = \mathcal{F}/q\{G_i,\ i \in I\}^{\mathcal{F}},$$

où $\mathcal{F}$ *est le produit libre des* G_i, $i \in I$ (en tant que Σ-groupe) *et où* (³)

$$q\{G_i,\ i \in I\}^{\mathcal{F}} = \bigvee_{i \in I} q(G_i, G_i^*),$$

$$G_i^* = \bigvee_{l \in I - \{i\}} G_l \qquad (i \in I)$$

(toutes les opérations ayant lieu naturellement dans $S_\Sigma(\mathcal{F})$!).

2.3. THÉORÈME. — *Tout produit* Υ_q-*régulier maximal est un produit* Υ_q-*régulier* (2.1).

2.4. Théorème principal. — *On obtient tous les produits réguliers* (1), (2) *qu'on peut définir sur un ensemble de groupes, en prenant* TOUS *les groupes-facteurs réguliers* (2) *de* TOUS *les produits* Υ_q*-réguliers* MAXIMAUX *des groupes donnés, attendu que* (1.1 !) $q \in \overline{Q}(S_{\Sigma}(\mathcal{F}))$ *où* $\mathcal{F}$ *est le produit libre des groupes donnés.*

Ainsi, la détermination de tous les produits réguliers qu'on peut définir sur un ensemble de groupes, *est ramenée à la recherche de toutes les commutatrices de l'ensemble* $\overline{Q}(S_{\Sigma}(\mathcal{F}))$ où, comme plus haut, $\mathcal{F}$ est le produit libre des groupes donnés.

2.5. Théorème. — *Si l'on a* $\mathcal{G} = (\underset{i \in I}{X^{R\Upsilon_q}}) G_i$ et $G_i = (\underset{j_i \in J_i}{X^{R\Upsilon_q}}) G_{ij_i}$ *alors,* on a aussi $\mathcal{G} = (\underset{\substack{i \in I \\ j_i \in J_i}}{X^{R\Upsilon_q}}) G_{ij_i}$ (*voir* 2.1 !). Autrement dit : *des produits* Υ_q*-réguliers de produits* Υ_q*-réguliers sont toujours des produits* Υ_q*-réguliers. Cf.* (4), (5).

2.6. Théorème. — *Si l'on a* $\mathcal{G} = (\underset{i \in I}{X^{R\Upsilon_q}}) G_i$ *et* $H_i \leq G_i$, $i \in I$ *alors, on a aussi* $\mathcal{H} = \bigvee_{i \in I} H_i = (\underset{i \in I}{X^{R\Upsilon_q}}) H_i$. *Cf.* (4), (5).

[Pour les produits Υ_q-réguliers *maximaux* le théorème n'est plus vrai ; *voir* par exemple (2)].

2.7. Théorème. — *Si le* Σ*-groupe* $\mathcal{G}$ *est le produit régulier* (*tout court*) *de ses* Σ*-sous-groupes* G, $G^{\star}$ *et si* $\mathcal{G} \Upsilon_q G$ *alors, on a aussi* $\mathcal{G} \Upsilon_q G^{\star}$ (1.1 !) *et partant* $\mathcal{G} = G X^{R\Upsilon_q} G^{\star}$. *Cf.* (4), (5).

2.8. Théorème. — *Un groupe* (*sans opérateurs*) *ne peut jamais être décomposé à la fois en produit libre et en produit* Υ_q*-régulier, quelle que soit la commutatrice* $q \neq 0$ [*voir* (3)], $q \in \overline{Q}(1.1)$. *Cf.* (8).

Les démonstrations complètes des propositions contenues dans la présente Note, paraîtront dans un autre périodique.

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) M. Benado, *Math. Nachr.*, Bd. 14, Heft 4/6, 1955, p. 213-234.

(2) O. N. Golovine, *Recueil Math. Moscou*, 27, 1950, p. 427-454 (en russe).

(3) M. Benado, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1575.

(4) M. Benado, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1092.

(5) M. Benado, *Über die allgemeine Theorie der regulären Produkte von Herrn O. N. Golowin*, III (à paraître dans les *Mathematische Nachrichten*).

(6) V. Kořinek, *Věstnik Kral. Ĉeske Spol. Nauk*, *Třida mat.-přirod. Ročnik*, 1941, p. 1-29.

(7) D. Barbilian, *Études et recherches mathématiques*, 4, cahiers 1-2, 1953, p. 29-67 (en roumain).

(8) R. Baer et F. Lévi, *Compositio math.*, 3, 1936, p. 391-398.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur des problèmes du type de Dirichlet utilisant les lignes de Green.* Note de M. **Kurt Endl**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Dans un domaine pourvu d'une fonction de Green G_{P_0} l'auteur donne diverses applications des lignes de Green, ou trajectoires orthogonales des surfaces $G_{P_0} = \text{const.}$, en liaison avec quelques extensions du problème de Dirichlet.

1. On sait que les fonctions harmoniques et sous-harmoniques ont été étudiées dans des variétés plus générales qu'un domaine euclidien et de façon précise dans les « espaces de Green » (1), essentiellement pourvus d'une fonction de Green, et comprenant par exemple les surfaces de Riemann hyperboliques. Afin d'y étudier un problème de Dirichlet, on a en particulier, pour suppléer une frontière naturelle, utilisé l'ensemble $\mathcal{L}$ des « lignes de Green l » définies comme les arcs maximaux issus de P_0 fixé et tangents au vecteur $\text{grad}\, G_{P_0} \neq 0$ c'est-à-dire orthogonaux aux surfaces équipotentielles $\Sigma^{\lambda}_{P_0}$ de la fonction de Green $G^{\Omega}_{P_0}$(1), (2). On sait qu'il est commode de munir $\mathcal{L}$ de la topologie $\mathcal{T}$ et de la mesure-dg engendrées par celles de la sphère de surface unité et la correspondance entre les lignes et les directions de leurs tangentes initiales. Une ligne est dite *régulière* si la borne inférieure de G_{P_0} sur cette ligne est 0. L'ensemble $\mathcal{L}'$ des lignes régulières est de mesure égale à 1. Deux fonctions sur $\mathcal{L}$ sont dites *équivalentes* si elles sont égales presque partout, deux ensembles sont dits équivalents si leurs fonctions caractéristiques sont équivalentes.

Rappelons (2) qu'une fonction u réelle et borélienne dans Ω est dite avoir une *radiale* $\varphi(l)$ si la fonction $u_{\lambda}(l)$ de $l \in \mathcal{L}'$ définie par la valeur de u sur Σ^{λ}_{P} satisfait à $\int |u_{\lambda} - \varphi|\, dg \to 0 (\lambda \to 0)$. De plus une fonction harmonique dans Ω est dite *indifférente* si, (et cela est d'ailleurs indépendant de P_0) pour chaque domaine $D^{\lambda}_{P_0}(G^{\Omega}_{P_0} > \lambda)$, elle est solution du problème de Dirichlet avec la topologie de $\overline{\Omega}$ (espace déduit de Ω par adjonction du point d'Alexandroff) et, une donnée-frontière égale à u sur $\Sigma^{\lambda}_{P_0}$. Rappelons enfin à côté des propriétés des suites monotones qu'une fonction harmonique indifférente de radiale nulle est nulle.

2. Une fonction réelle $\varphi(l)$ sur $\mathcal{L}$ étant donnée, nous appelons ici solution du problème de Dirichlet pour la donnée-frontière $\varphi(l)$ une fonction harmonique indifférente admettant φ comme radiale. En cas d'existence d'une telle solution, alors unique, φ sera dite une *radiale principale*.

Comme des exemples le montrent (2) les fonctions intégrables-dg (dites aussi sommables-dg) même bornées ne sont pas toujours des radiales principales. Nous nous proposons d'étudier la famille de toutes les radiales principales.

Théorème 1. — *Il existe sur $\mathcal{L}$ une mesure abstraite de Daniell dg^{*} telle que les*

fonctions intégrables-$dg^\star$ sont les radiales principales et que pour ces fonctions $\int \varphi \, dg^\star = \int \varphi \, dg$.

On le voit en montrant que pour deux radiales principales φ_1, φ_2 $\sup(\varphi_1, \varphi_2)$ est radiale principale, ou bien que les ensembles dont la fonction caractéristique est radiale principale forment un clan (au sens de Bourbaki). Il est intuitif d'appeler *saturé* tout ensemble de $\mathcal{L}$ qui est mesurable-$dg^\star$, c'est-à-dire dont la fonction caractéristique est radiale principale. Étant donné un ensemble de lignes $\mathcal{L}_k$, il existe une classe d'équivalence d'ensembles saturés telle que tout ensemble saturé contenant $\mathcal{L}_k$ contienne un ensemble de la classe. Les ensembles de cette classe seront dits les enveloppes saturées de $\mathcal{L}_k$.

Alors toute radiale principale nulle sur un ensemble est nulle sur une enveloppe saturée. Les radiales principales bornées sont caractérisées comme limites uniformes de fonctions étagées à n valeurs sur des ensembles saturés.

Remarque. — Les ensembles ouverts dans la topologie $\mathfrak{T}$ dont les fonctions caractéristiques sont des radiales principales forment les ouverts d'une topologie $\mathfrak{T}^\star$. Pour qu'une fonction intégrable-dg et semi-continue pour la topologie $\mathfrak{T}$ soit radiale principale, il faut et il suffit qu'elle soit semi-continue pour la topologie $\mathfrak{T}^\star$.

D'après cela, parmi les topologies moins fines que $\mathfrak{T}$, $\mathfrak{T}^\star$ est la plus fine des topologies pour lesquelles toutes les fonctions semi-continues sont des radiales principales. On pourrait prendre les radiales principales finies continues dans $\mathfrak{T}^\star$ et leur intégrale-dg pour définir une nouvelle mesure abstraite; mais les fonctions intégrables correspondantes ne fournissent pas toutes les radiales principales.

Celles-ci ne sont pas en effet nécessairement obtenues (à une équivalence près), à partir des radiales principales finies continues, par deux passages à la limite sur des suites. Il suffit d'un exemple où les radiales principales bornées continues sont toutes constantes alors qu'il y a des radiales principales bornées valant presque partout deux constantes différentes sur deux ensembles de mesure-dg non nulle. On forme un tel exemple au moyen de deux espaces à trois dimensions réunis à travers un disque comme deux feuillets de Riemann à travers une coupure, et en prenant P_0 au centre du disque.

3° Un autre aspect du problème de Dirichlet consiste à introduire une suite de domaines $\Omega_n(\Omega_n \subset \Omega_{n+1})$ tendant vers Ω et à considérer pour une fonction Φ dans $\overline{\Omega}$ la solution du problème ordinaire de Dirichlet dans Ω_n pour la donnée $\varphi_n = \Phi$ sur la frontière de Ω_n, enfin à chercher s'il y a une limite. A cet aspect se rattachent les idées suivantes.

Considérons le domaine $D^\lambda_{P_0}$ et, pour le point-frontière M sur l, la fonction unique associée, harmonique > 0 minimale dans $D^\lambda_{P_0}$ de valeur 1 en P_0. Elle vaut, en $P \in D^\lambda_{P_0}$, $[dG^\lambda_P(M)/dn]/[dG^\lambda_{P_0}(M)/dn]$ où G^λ est la fonction de Green de $D^\lambda_{P_0}$. On la notera $K_\lambda(l, P)$.

Considérons une famille $\psi_i(l)$ de fonctions définies presque partout-dg

avec $|\psi_i| \leq A$ (fixé), presque partout-dg. On dira qu'elle converge faiblement vers ψ selon un filtre sur les i, si $\int \psi_i \varphi \, dg \to \int \psi\varphi \, dg$ quelle que soit φ intégrable-dg. ψ est alors unique à une équivalence près.

THÉORÈME 2. — *Étant donné une suite α_n de nombres > 0 tendant vers zéro, il existe :*

a. Une fonction $K(l, P)$ *définie pour* $P \in \Omega$ *et* $l \in \mathcal{L}^*$ *(partie de $\mathcal{L}$ indépendante de* P *et de mesure-dg égale à* 1) *harmonique en* P, *égale à* 1 *en* P_0.

b. Une suite λ_n extraite de α_n, telle que $K_{\lambda_n}(l, P)$ *pour chaque* P *fixé converge faiblement vers* $K(l, P)$.

Pour le voir on introduit un ensemble partout dense de points P_i; grâce à des extractions de suite et au procédé diagonal on réalise la convergence faible quel que soit P_i. On fait le prolongement à tout P grâce aux propriétés de convergence des fonctions harmoniques.

Applications. — 1° Si φ est intégrable-dg, $\int K(l, P)\varphi \, dg$ est harmonique.

2° Si u dans Ω admet une radiale φ, la solution $\int K_{\lambda_n}(l, P) u_{\lambda_n}(l) \, dg$ du problème de Dirichlet ordinaire pour $D_{P_0}^{\lambda}$ dans $\overline{\Omega}$ avec donnée-frontière égale à u sur $\Sigma_{P_0}^{\lambda}$ tend vers $\int K(l, P)\varphi \, dg$. Si u est harmonique indifférente, elle s'exprime par cette dernière intégrale.

Remarque. — Le cas où toute fonction intégrable-dg est radiale principale est important. Alors $K_{\lambda}(l, P)$ pour $\lambda \to 0$ et P fixé converge faiblement vers une fonction $K(l, P)$ définie plus haut. Il s'ensuit l'extension de l'application précédente à λ quelconque tendant vers zéro.

(1) BRELOT et CHOQUET, *Ann. Inst. Fourier*, 3, 1951, p. 199-263.
(2) BRELOT, *Arch. Math.*, 5, 1954, p. 429-444.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Potentiels sur un ensemble de capacité nulle. Suites de potentiels.* Note (*) de M. **GUSTAVE CHOQUET**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

1° On sait que l'ensemble des infinis d'un potentiel est un G_δ de capacité 0; inversement un tel ensemble A est l'ensemble des infinis d'un potentiel d'une mesure *portée* par A; 2° la restriction d'un potentiel à un ensemble de capacité 0 peut être n'importe quelle fonction s. c. inf. > 0; 3° exemple de suite convergente $(\mu_n) \to \mu$ telle que pour aucune sous-suite on n'ait $G\mu_n \to G\mu$ quasi-partout.

On a rassemblé ici quelques propriétés concernant la théorie fine du potentiel.

1. INFINIS D'UN POTENTIEL. — M. J. Deny (1) a montré que, dans R^p (pour le noyau newtonien N), tout ensemble A qui est un G_δ de capacité extérieure 0 est l'en-

semble des infinis d'un potentiel $N\mu$ ($\mu \geqq 0$); mais la mesure μ construite par Deny n'est pas portée par A; on peut ajouter cette restriction lorsque A est compact [G. C. Évans ([2])] ou contenu dans un F_σ de capacité nulle [N. Ninomya ([3])]. On va établir ici le résultat général.

THÉORÈME 1. — *Soit* $A \subset R^p$ *où* A *est un* G_δ *de capacité* 0 *pour* N ($N(x, y) = |x - y|^{2-p}$). *Il existe une mesure* $\lambda > 0$ *portée par* A *et dont le potentiel* $N\lambda$ *est infini sur* A *et fini sur* $\complement A$.

C'est une conséquence des lemmes suivants :

LEMME 1. — *Pour tout compact* $K \subset R^p$, *de capacité* > 0, *et de distribution capacitaire* ν, *on peut approximer* ν *arbitrairement bien par des mesures* ν', *sommes finies des masses ponctuelles portées par* K, *et telles que* $N\nu' > 1$ *partout sur* K.

LEMME 2. — *Soit* $\omega \subset R^p$ *un ouvert de capacité a. Pour tout* $X \subset \omega$ *et tout* $\varepsilon > 0$, *il existe une mesure* $\mu \geqq 0$ *portée par un sous-ensemble* Y *de* X (*avec* Y *fini sur tout compact de* ω) *et telle que*

$$\mu(X) \leqq a + \varepsilon; \qquad G\mu(x) \geqq (1 - \varepsilon) \quad \text{sur } X; \qquad G\mu(x) \leqq (1 + \varepsilon) \quad \text{sur } \complement\omega.$$

LEMME 3. — *Soit* $A \subset R^p$ *avec* $\text{cap}^* A = 0$; *soit* ω *un ouvert contenant* A, *et soit* $\varepsilon > 0$. *Il existe* $\mu \geqq 0$ *portée par un sous-ensemble* B *de* A (*avec* B *fini sur tout compact de* ω) *et telle que*

$$\mu(A) \leqq \varepsilon; \qquad G\mu(x) \geqq 1 \quad \text{sur } A; \qquad G\mu(x) \leqq \varepsilon \quad \text{sur } \complement\omega.$$

Le théorème 1 s'étend immédiatement au noyau de Green d'un espace de Green; il s'étend aussi aux noyaux en $r^{-\alpha}$ ($\alpha \geqq n - 2$).

2. TRACE D'UN POTENTIEL SUR UN ENSEMBLE DE CAPACITÉ 0. — Soit G un noyau ([4]) sur E localement compact E; si $\mu \geqq 0$, $G\mu$ est semi continue inférieurement; il en est donc de même de sa restriction à tout ensemble A de capacité nulle. C'est la réciproque de cette remarque qu'on va étudier.

LEMME 4. — *Soit* G *un noyau sur* E *compact; on suppose* G *localement borné hors de la diagonale* Δ *de* $E \times E$. *Soit f une application continue de* E *dans* R. *Pour tout* $\varepsilon > 0$, *il existe* $\eta > 0$ *tel que pour toute* $\mu \geqq 0$

$$(\mu(E) \leqq \eta;\ G\mu \leqq 1) \Rightarrow (\| G(f\mu) - fG\mu \| \leqq \varepsilon).$$

où $f\mu$ *désigne le produit de* μ *par la fonction f, et* $\| \ \|$ *la norme de la convergence uniforme dans* $\mathcal{F}(E, R)$.

LEMME 5. — *On suppose en outre sur* G *qu'il satisfait au principe de l'équilibre faible en ce sens que pour tout ouvert* ω *non vide de* E, *on a* $G\text{-cap}\,\omega \neq 0$ *et il existe* μ *portée par* $\overline{\omega}$ *avec* $\mu(\overline{\omega}) = G\text{-cap}\,\omega$ *et* $G\mu(x) = 1$ *dans* ω (μ *est une distribution d'équilibre*).

Soit $A \subset E$ *avec* $G\text{-cap}^* A = 0$; *soit f numérique finie continue et* > 0 *sur* E. *Pour tout* $\varepsilon > 0$, *il existe une mesure* $\nu > 0$, *de masse totale arbitrairement petite*,

telle que $|f(x) - G\nu(x)| < \varepsilon$ *pour tout* $x \in A$, *avec* $G\nu$ *continue dans un voisinage de* A.

Théorème 2. — *On fait sur* G *les mêmes hypothèses que dans le lemme* 5; *et l'on suppose* E *compact métrisable. Soit* $A \subset E$, *avec* G-cap* $A = 0$, *soit g une application* semi continue inférieurement *de* A *dans* $\overline{R}_+$ *avec* $g \geq a$ $(a > 0)$.

Alors pour tout $\varepsilon > 0$, *il existe une mesure* $\mu \geq 0$ *sur* E (*on peut lui imposer d'être portée par un voisinage donné de* A) *telle que* $\mu(E) < \varepsilon$ *et* $G\mu(x) = g(x)$ *pour tout* $x \in A$.

Si G *satisfait en outre au principe du maximum ordinaire, on peut imposer de plus à* μ *que* $G\mu$ *soit fini hors de* A.

Cas de E *localement compact.* — Lorsque A est relativement compact, il n'y a rien à changer; sinon il faut évidemment faire une restriction sur le comportement de g à l'infini.

Par exemple si G est un noyau de Green sur l'espace de Green E, la condition à ajouter est que G soit, partout sur A, supérieure à un potentiel borné d'une mesure non nulle portée par un compact.

Corollaire du théorème. — *Sous les hypothèses du théorème* 2, *toute fonction* $g \geq 0$ *sur* A *est l'enveloppe inférieure des restrictions à* A *d'une famille de potentiels.*

Ce corollaire souligne la nécessité du « quasi-partout » en théorie du potentiel.

3. Suites de potentiels. — Il semblerait *a priori* vraisemblable que de toute suite convergente $(\mu_n) \to \mu$, on puisse extraire une sous-suite (μ_{n_i}) telle que $G\mu_{n_i} \to G\mu$ quasi-partout. Nous allons voir qu'il n'en est rien ([5]) même pour les noyaux G classiques.

Théorème 3. — *Soit* E *un cube solide fermé de côté* 1 *dans* R^3; *soit* μ *la restriction à* E *de la mesure de Lebesgue de* R^3; *soit* N *le noyau newtonien en* $1/r$.

Il existe une suite (μ_n) *de mesures* ≥ 0 *portées par* E, *avec* $\mu_n \to \mu$, *telle que pour toute sous-suite* (μ_{n_i}), *l'ensemble des points de* E *en lesquels* $N\mu_{n_i}(x)$ *ne converge pas vers* $N\mu(x)$ *ait une capacité égale à celle de* E.

La mesure μ_n est ainsi définie : on partage E en n^3 petits cubes égaux; μ_n est la somme des mesures ponctuelles ε_n/n^3 portées par les centres x de ces petits cubes.

Soit E_n l'ensemble des x tels que $N\mu_n(x) > 4$. On montre d'abord que, pour tout ouvert ω de E, on a

$$\text{cap}(\omega \cap E_n) \geq \frac{1}{100} \text{cap}\,\omega \quad \text{dès que } n \text{ est assez grand.}$$

Puis on utilise le lemme suivant :

Lemme 6 (*Principe des cages de Faraday grillagées*). — *Soit* G *un noyau régulier sur* E *compact; soit* K *un compact de* E, *dont tout point ait une* G-*capacité nulle; soit h une constante* > 0.

Soit (A_p) *une suite croissante de compacts de* E *telle que, pour tout ouvert* ω *de* E *on ait :*

$$\text{G-cap}\,(\omega \cap A_p) \geqq h\,\text{G-cap}\,(\omega \cap K) \quad \text{dès que } n \text{ est assez grand.}$$

Alors on a pour tout ouvert ω :

$$\lim_{p \to \infty} \text{G-cap}\,(\omega \cap A_p) = \text{G-cap}\,(\omega \cap K) \quad (^6).$$

(*) Séance du 4 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 524.

(2) *Monatshefte für Math. u. Phys.*, Bd. **43**, 1936, p. 419-424.

(3) *Math. J. Okoyama Univ.*, 2, n° **2**, 1953. La condition de Ninomya est assez restrictive; en effet elle entraîne par exemple que $\bar{A}$ ait des parties relativement ouvertes de capacité o.

(4) Pour la définition des noyaux, *voir* G. Choquet, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 635.

(5) Si l'on fait sur le mode de convergence des (μ_n) des hypothèses supplémentaires, l'extraction devient par contre possible : *voir* N. Ninomya, *Math. J. Okoyama Univ.*, **2**, n° **1**, 1952.

(6) On peut déduire de ce lemme le résultat curieux suivant :

Lorsque G est régulier, avec $G(u, u) = +\infty$ sur Δ, la G-capacité est *dichotomique*, c'est-à-dire que pour tout ensemble A, on peut faire une partition de A en deux sous-ensembles ayant même G-capacité intérieure que A.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Étude d'un modèle suggéré par des recherches sur les propriétés statistiques de la transparence des émulsions photographiques.* Note (*) de M. Michel Savelli, transmise par M. Georges Darmois

L'auteur suggère certaines améliorations d'un modèle développé par B. Picinbono pour représenter les propriétés statistiques de la transparence des films photographiques uniformément impressionnés.

1. Introduction. — B. Picinbono (1), (2) a développé un modèle destiné à représenter les fluctuations de transparence T, fonction du point M, d'un film photographique développé après avoir été uniformément impressionné. Il suppose l'émulsion formée de grains circulaires opaques distribués sur un fond entièrement transparent, les centres M_j de ces cercles C_j constituant dans le plan une distribution de Poisson uniforme de densité d; les rayons sont des variables aléatoires R de mêmes lois, indépendantes entre elles et indépendantes de la position des centres. Ce modèle permet d'interpréter certains résultats expérimentaux; le fait qu'il attribue au film une transparence de valeur o ou 1 lui confère cependant un aspect trop rigide, rendant difficile son adaptation complète aux données expérimentales (3), (4). En particulier, il lie de façon trop stricte l'écart type réduit et la valeur moyenne de la transparence.

$$(1) \qquad \frac{\sigma^2(T)}{[E\{T\}]^2} = \frac{1}{E\{T\}} - 1 \quad (E = \text{espérance mathématique}).$$

Je développe un modèle dérivé du précédent, mais assoupli par le fait que j'attribue à chaque cercle une transparence non nulle, ce qui permet de tenir compte de façon plus nuancée des recouvrements de grains. Je suppose, d'autre part, le rayon des grains certain : $R = r_0$ (on s'affranchit aisément de cette restriction mais cela n'est pas essentiel pour les applications). J'admets que la transparence T(M) en un point M du film est définie de la manière suivante :

$$T(M) = \begin{cases} h_1 & \text{si M n'est recouvert par aucun cercle } C_j, \\ h_1 h_2 & \text{si M est recouvert par un cercle } C_j, \\ \dots\dots\dots & \\ h_1 h_2^n & \text{si M est recouvert par } n \text{ cercles } C_j. \end{cases}$$

Soit

(2) $$T(M) = h_1 h_2^{n(M)},$$

la variable aléatoire $n(M)$ représente le nombre de cercles C_j recouvrant le point M. h_1 et h_2 sont respectivement la transparence de l'ensemble gélatine + support et celle d'un grain d'argent.

2. Méthode de calcul. — Soit $\Phi(u_1, u_2) = E\{e^{i(u_1 n_1 + u_2 n_2)}\}$ la fonction caractéristique relative aux variables aléatoires $n_1 = n(M_1)$ et $n_2 = n(M_2)$. Le problème étant isotrope, la fonction de corrélation $\Gamma(\vec{M}_1 - \vec{M}_2)$ associée à $T(M) - E\{T(M)\}$ ne dépendra que de $l = |\vec{M}_1 - \vec{M}_2|$. $E\{T(M)\}$ et $\Gamma(l)$ s'obtiendront à partir de $\Phi(u_1, u_2)$ par les relations

(3) $$E\{T(M)\} = h_1 \Phi(-i \operatorname{Log} h_2, 0),$$

(4) $$\Gamma(l) = h_1^2 \{\Phi(-i \operatorname{Log} h_2, -i \operatorname{Log} h_2) - [\Phi(-i \operatorname{Log} h_2, 0)]^2\}.$$

Pour obtenir Φ il suffit d'étendre au cas de deux dimensions une méthode de calcul développée à propos de l'effet de scintillation des cathodes émissives ([5]), ([6]).

3. Résultats. — On obtient

(5) $$\operatorname{Log} \Phi(u_1, u_2) = d r_0^2 \{\pi(e^{i(u_1+u_2)} - 1) + 2\beta(e^{iu_1} + e^{iu_2} - 1 - e^{i(u_1+u_2)})\},$$

avec

(6) $$\beta = \begin{cases} \arcsin \dfrac{l}{2r_0} + \dfrac{l}{2r_0}\sqrt{1 - \dfrac{l^2}{4r_0^2}} & \text{pour } l \leqq 2r_0, \\ \dfrac{\pi}{2} & \text{pour } l > 2r_0. \end{cases}$$

D'où découlent les conséquences suivantes :

Moyenne du premier ordre :

(7) $$E\{T(M)\} = h_1 e^{-\pi d r_0^2 (1-h_2)}.$$

Moyenne du second ordre. — a. Fonction de Corrélation :

(8) $$\Gamma(l) = h_1^2 e^{-2\pi d r_0^2 (1-h_2)} \{e^{d r_0 (\pi - 2\beta)(1-h_2)^2} - 1\}.$$

b. Écart quadratique réduit :

$$\frac{\sigma^2(\mathrm{T})}{[\mathrm{E}\{\mathrm{T}\}]^2} = e^{\pi d r_0^2 (1-h_2)^2} - 1. \tag{9}$$

Les expressions données par B. Picinbono se retrouvent en faisant $h_1 = 1$ et $h_2 = 0$.

On peut dire que son modèle ne tient compte que de l'aspect géométrique et statistique de la distribution des grains. Les modifications que j'apporte font intervenir des propriétés de transparence de nature optique. Dans le modèle que je propose (1) devient

$$\frac{\sigma^2(\mathrm{T})}{[\mathrm{E}\{\mathrm{T}\}]^2} = \left[\frac{h_1}{\mathrm{E}(\mathrm{T})}\right]^{1-h_2} - 1 \tag{10}$$

qui, pour $\mathrm{E}\{\mathrm{T}\}$ donné, fournit une valeur de σ^2 inférieure à celle de (1).

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2206.

(2) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2296.

(3) A. Blanc-Lapierre, B. Picinbono et M. Savelli, *Mesure sur le bruit de fond en optique* (*Symposium on Astronomical Optics*, Manchester, avril 1955), North Holland Publishing C° Amsterdam, 1956.

(4) M. Savelli, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 871.

(5) A. Blanc-Lapierre, *Comptes rendus*, 221, 1945, p. 375.

(6) A. Blanc-Lapierre et R. Fortet, *Théorie des fonctions aléatoires*, Masson, Paris, 1953.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Étude des diverses majorations asymptotiques des valeurs extrêmes d'un échantillon.* Note de M. **Jean Geffroy**, présentée par M. Georges Darmois.

Soit une variable aléatoire X, ayant pour fonction de répartition $F(x)$, et $X_1, X_2, \ldots, X_n$ un échantillon de taille n de cette loi. Les valeurs extrêmes de l'échantillon seront

$$Y_n = \mathrm{Max}\{X_1, X_2, \ldots, X_n\}; \qquad Z_n = \mathrm{Min}\{X_1, X_2, \ldots, X_n\}.$$

Si l'intervalle de variation de X est $(-\infty, +\infty)$, Y_n croît indéfiniment en probabilité quand $n \to \infty$. Qui plus est, $Y_n \to +\infty$ presque sûrement. Enfin l'on peut dire que $Y_n \to +\infty$ presque complètement; en d'autres termes, si l'on considère une suite d'échantillons indépendants de taille indéfiniment croissante, la suite de leurs plus grandes valeurs tend vers $+\infty$ avec une probabilité égale à 1. De même, $Z_n \to -\infty$ presque complètement quand $n \to +\infty$.

Le problème de la majoration asymptotique de Y_n ou de $-Z_n$ par une fonction certaine $B(n)$ fait alors l'objet de cette Note.

1. Nous dirons que $B(n)$ majore Y_n en probabilité si

$$\lim_{n \to \infty} \mathrm{Pr}\{Y_n \leq B(n)\} = 1,$$

$B(x)$ sera toujours supposée croissante.

THÉORÈME 1. — *Pour que* $B(n)$ *majore* Y_n *en probabilité, il faut et il suffit que* $B^{-1}(x)[1-F(x)] \to 0$ *quand* $x \to +\infty$. *De même pour que* $B(n)$ *majore* $-Z_n$ *en probabilité, il faut et il suffit que* $B^{-1}(x)F(x) \to 0$ *quand* $x \to +\infty$. [$B^{-1}(x)$ *représente la fonction inverse de* $B(x)$].

2. Nous dirons que $B(n)$ majore Y_n presque sûrement si

$$\lim_{n \to \infty} \Pr\{Y_n < B(n);\, Y_{n+1} < B(n+1) \ldots Y_{n+p} < B(n+p) \ldots\} = 1.$$

THÉORÈME 2. — *Pour que* $B(n)$ *majore presque sûrement* Y_n, *il faut et il suffit qu'elle majore presque sûrement* X_n, *donc que la série* $\sum_1^{+\infty}\{1-F[B(n)]\}$ *soit convergente.*

THÉORÈME 3. — *La série précédente est de même nature que l'intégrale* $\int_0^{+\infty} B^{-1}(x)\, dF(x)$. *L'existence de cette intégrale est donc une condition nécessaire et suffisante de majoration presque sûre de* Y_n *par* $B(n)$.

THÉORÈME 4. — *Pour que* $B(n)$ *majore presque sûrement* $-Z_n$, *il faut et il suffit qu'elle majore presque sûrement* $-X_n$, *donc que la série* $\sum_1^{+\infty} F[-B(n)]$ *soit convergente.*

THÉORÈME 5. — *La série précédente est de même nature que l'intégrale* $\int_0^{-\infty} B^{-1}(-x)\, dF(x)$. *L'existence de cette intégrale est donc une condition nécessaire et suffisante de majoration presque sûre de* $-Z_n$ *par* $B(n)$.

THÉORÈME 6. — *Pour que l'on ait presque sûrement* $-B(n) < Z_n < Y_n < B(n)$, *il faut et il suffit ou bien que la série* $\sum_1^{+\infty}\{1-F[B(n)]+F[-B(n)]\}$ *soit convergente, ou bien que* $E[B^{-1}(|x|)]$ *existe.*

3. Nous dirons que $B(n)$ majore Y_n presque complètement si, les variables Y_j étant supposées indépendantes, on a

$$\lim_{n \to \infty} \Pr\{Y_n < B(n);\, Y_{n+1} < B(n+1) \ldots Y_{n+p} < B(n+p) \ldots\} = 1.$$

THÉORÈME 7. — *Pour que* $B(n)$ *majore presque complètement* Y_n, *il faut et il suffit que la série* $\sum_1^{+\infty} n(1-F[B(n)])$ *soit convergente.*

THÉORÈME 8. — *La condition précédente équivaut à l'existence de l'intégrale* $\int_0^{+\infty} [B^{-1}(x)]^2\, dF(x)$.

THÉORÈME 9. — *Pour que* $B(n)$ *majore presque complètement* $-Z_n$, *il faut et il suffit que la série* $\sum_1^{+\infty} nF[-B(n)]$ *soit convergente.*

THÉORÈME 10. — *La condition précédente équivaut à l'existence de l'intégrale* $\int_0^{-\infty} [B^{-1}(-x)]^2 \, dF(x)$.

THÉORÈME 11. — *Pour que l'on ait presque complètement :*

$$-B(n) < Z_n < Y_n < B(n)$$

il faut et il suffit ou bien que la série $\sum_1^{+\infty} n\{1 - F[B(n)] + F[-B(n)]\}$ *soit convergente, ou bien que* $E\{[B^{-1}(|x|)]^2\}$ *existe.*

4. Si l'on applique les théorèmes précédents au cas où $B(n)$ a un ordre d'infinitude déterminé : $B(n) \sim an^{\alpha}$, on voit que seul α intervient, et non a. Dans les trois modes de majoration envisagés, l'inégalité asymptotique $Y_n < B(n)$ entraîne donc $Y_n < \varepsilon B(n)$ aussi petit que soit le nombre positif ε.

Par suite, $Y_n/B(n) \to 0$ avec $1/n$ (en probabilité ou presque sûrement, ou presque complètement).

Ce résultat était connu dans le cas particulier $B(n) = n$ [1]. La classe b des fonctions $B(x)$ possédant cette propriété ne se limite d'ailleurs pas aux seules fonctions ayant une partie principale an^{α}. Par exemple, il est facile de voir que toute fonction $B(x)$ convexe appartient à b.

[1] *Cf.* D. DUGUÉ, *Bull. Inst. intern. de Statistique*, **34**, 2e livraison.

PLANS D'EXPÉRIENCES. — *Construction de blocs incomplets partiellement équilibrés à* $s+1$ *classes associées.* Note (*) de M^me **MONIQUE LAFON**, présentée par M. Georges Darmois.

C'est une généralisation de la construction de blocs incomplets partiellement équilibrés à l'aide de treillis circulaires.

Considérons un espace vectoriel à s dimensions R_s, et ρ_{s-2} un sous-espace de dimension $s-2$: $\rho_{s-2} \subset R_s$.

Soient n espaces : $R_{s-1} \subset R_s$ ayant en commun ρ_{s-2} : $\cap R_{s-1} = \rho_{s-2}$.

Considérons un sous-espace de ρ_{s-2} de dimension $s-3$: $\rho_{s-3} \subset \rho_{s-2} \subset R_s$ et dans chaque espace R_{s-1}, n sous-espaces R_{s-2} tels que $\cap R_{s-2} = \rho_{s-3}$, etc.

Considérons un plan $\rho_2 \subset \rho_3 \subset \ldots \subset \rho_{s-3} \subset \rho_{s-2} \subset R_s$, et dans chaque R_4, nR_3 tels que $\cap R_3 = \rho_2$.

Considérons une droite $\rho_1 \subset \rho_2 \subset \ldots \subset R_s$ et dans chaque R_3, n plans R_2 tels que $\cap R_2 = \rho_1$.

Dans chaque plan R_2 (il y en a en tout n^{s-2}) construisons n cercles concentriques et n diamètres.

Considérons les cercles et les diamètres comme des *blocs*, les points d'intersection des cercles et des diamètres comme des *variétés*.

Nous construisons un *plan d'expérience* ayant les paramètres suivants :

$$\begin{array}{|l|}\hline v = 2n^2 . n^{s-2} = 2n^s \\ b = 2n \ . n^{s-2} = 2n^{s-1} \\ k = 2n \\ r = 2 \\ \hline \end{array}$$

Définition des classes d'association. — Choisissons une variété v, le reste se divise en $s+1$ groupes :

1° les variétés apparaissant avec v sur le même cercle et le même diamètre, il y en a $n_1 = 1$.

2° variétés apparaissant soit sur le même cercle, soit sur le même diamètre $n_2 = 4(n-1)$.

3° variétés du même plan que v (n'appartenant pas aux deux premières catégories) $n_3 = 2(n-1)^2$.

4° variétés appartenant au même R_3 que v (mais pas au même plan) $n_4 = 2n^2(n-1)$.

$s+1$° variétés de R_s n'appartenant pas au même R_{s-1} que v, $n_{s+1} = 2n^{s-1}(n-1)$.

Soient λ_u le nombre de blocs où deux variétés $n^{\text{ième}}$ associées apparaissent ensemble.

$n_1 = 1$	$n_2 = 4(n-1)$	$n_3 = 2(n-1)^2$	$n_i = 2n^{i-2}(n-1)$
$\lambda_1 = 2$	$\lambda_2 = 1$	$\lambda_3 = 0$	$\lambda_i = 0 \quad (i = 4, \ldots, s+1)$

Ces paramètres vérifient le premier système de relations

$$v = \sum_{u=1}^{s+1} n_u + 1 = 2n^s,$$

$$r(k-1) = \sum_{u=1}^{s+1} n_u \lambda_u = 2(2n-1).$$

Le second ensemble de paramètres peut s'écrire

$$p_{ij}^1 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \ldots & 0 \\ 0 & 4(n-1) & 0 & 0 & \ldots & 0 \\ 0 & 0 & 2(n-1)^2 & 0 & \ldots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & n_4 & \ldots & 0 \\ . & . & . & \ldots & \ldots & . \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \ldots & n_{s+1} \end{bmatrix},$$

$$p_{ij}^2 = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & \ldots & 0 \\ 1 & 2(n-2) & 2(n-1) & 0 & \ldots & 0 \\ 0 & 2(n-1) & 2(n-1)(n-2) & 0 & \ldots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & n_4 & \ldots & 0 \\ . & . & . & \ldots & \ldots & \ldots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \ldots & n_{s+1} \end{bmatrix},$$

$$p_{ij}^{3}=\begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 4 & 4(n-2) & 0 & \dots & 0 \\ 1 & 4(n-2) & 2(n-2)^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & n_4 & \dots & 0 \\ . & . & . & .. & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & n_{s+1} \end{bmatrix}$$

$$p_{ij}^{u}=\begin{bmatrix} 0 & 0 & \dots & 0 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & n_2 & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & & & \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 0 & n_{u-1} & 0 & \dots & 0 \\ 1 & n_2 & \dots & n_{u-1} & n_u - 1 - \sum_{l=1}^{u-1} n_l & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & n_{u+1} & \dots & 0 \\ . & . & \dots & . & . & \dots & \dots & . \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & \dots & n_{s+1} \end{bmatrix}.$$

Ces valeurs vérifient le second système

$$\sum_{u=1}^{s+1} p_{ju}^{i} = \begin{cases} n_{i-1}, & i=j, \\ n_j, & j \neq i; \end{cases}$$

$$n_u p_{ij}^{u} = n_i p_{uj}^{i} = n_j p_{iu}^{j}.$$

On a donc construit un PBIB *à* $s+1$ *classes associées.*

Cas particuliers $s=2$ *celà a été étudié par C. Radhakrishna RAO (1956)*

	n	v	b	k	r	n_1	n_2	n_3	n_4	n_5	n_6	n_7
$s=3$	2	16	8	4	2	1	4	2	8			
	3	54	18	6	2	1	8	8	36			
	4	128	32	8	2	1	12	18	96			
$s=4$	2	32	16	4	2	1	4	2	8	16		
	3	162	54	6	2	1	8	8	36	108		
$s=5$	2	64	32	4	2	1	4	2	8	16	32	
$s=6$	2	128	64	4	2	1	4	2	8	16	32	

Construction générale :

diamètres : $[2ni+1, \dots, 2n(i+1)]$,

cercles : $[j, n+j, \dots, (2n-1)n+j]$.

Exemples

$s=3$, $n=2$

diamètres

1	2	3	4
5	6	7	8
9	10	11	12
13	14	15	16

cercles

premier plan	1	3	5	7
	2	4	6	8
deuxième plan	9	11	13	15
	10	12	14	16

$s=3$, $n=3$

diamètres							cercles					
1	2	3	4	5	6		1	4	7	10	13	16
7	8	9	10	11	12	premier plan	2	5	8	11	14	17
14	15	16	17	18	19		3	6	9	12	15	18
19	20	21	22	23	24		19	22	25	28	31	34
25	26	27	28	29	30	deuxième plan	20	23	26	29	32	35
31	32	33	34	35	36		21	24	27	30	33	36
37	38	39	40	41	42		37	40	43	46	49	52
43	44	45	46	47	48	troisième plan	38	41	44	47	50	53
49	50	51	52	53	54		39	42	45	48	51	54

$s=4$, $n=2$

diamètres						cercles			
1	2	3	4	premier plan	Premier R_3	1	3	5	7
5	6	7	8			2	4	6	8
9	10	11	12	deuxième plan		9	11	13	15
13	14	15	16			10	12	14	16
17	18	19	20	premier plan	Deuxième R_3	17	19	21	23
21	22	23	24			18	20	22	24
25	26	27	28	premier plan		25	27	29	31
29	30	31	32			26	28	30	32

(*) Séance du 18 mars 1957.

MÉCANIQUE DES MILIEUX CONTINUS. — *Sur l'existence et la forme des ondes permanentes planes en milieu continu.* Note de M. **Jean Kieffer**, présentée par M. Gustave Ribaud.

A condition de négliger les effets thermiques, les conditions de conservation de la masse et de la quantité de mouvement déterminent complètement le profil de l'onde en fonction de sa vitesse de propagation. A toute intensité (déformation maximum) correspond une infinité d'ondes possibles, de vitesses et d'épaisseurs différentes. Les conditions d'apparition de ces ondes sont bien déterminées.

Voilà 35 ans que R. Becker (1), en faisant appel à l'équation de conservation de l'énergie, déterminait l'épaisseur d'une onde permanente en fonction de sa vitesse de propagation dans un fluide visqueux. Cette théorie a été améliorée par la suite (2). Elle exige la connaissance d'une équation d'état complète du

fluide, ainsi que de sa chaleur spécifique en fonction de la température. Mais bien souvent les effets thermiques sont négligeables devant les effets proprement mécaniques. Il est alors avantageux de partir d'une équation d'état purement mécanique (l'équation caractéristique du milieu). Nous montrons que l'emploi d'une telle équation caractéristique, jointe aux équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, détermine complètement la forme des ondes permanentes qui sont possibles dans un tel milieu. L'avantage principal de la méthode consiste en la simplicité et uniformité des calculs.

Appelons Π la pression (tension négative), $\varepsilon = 1 - (\rho_0/\rho)$ la déformation et u la vitesse particulaire. Les équations du mouvement unidimensionnel s'écrivent

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t} + u\frac{\partial\varepsilon}{\partial y} + (1-\varepsilon)\frac{\partial u}{\partial y} = 0 \qquad \text{et} \qquad \frac{\rho_0}{1-\varepsilon}\left[\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial y}\right] + \frac{\partial\Pi}{\partial y} = 0.$$

Pour les mouvements permanents elles deviennent

$$v\frac{\partial\varepsilon}{\partial x} + (1-\varepsilon)\frac{\partial v}{\partial x} = 0 \qquad \text{et} \qquad \frac{\rho_0}{1-\varepsilon}v\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial\Pi}{\partial x} = 0.$$

Ces équations s'intègrent une fois et donnent les intégrales premières du mouvement :

$$\frac{v}{1-\varepsilon} = A \qquad \text{et} \qquad A\rho_0 v + \Pi = B.$$

Adoptant un milieu aval au repos absolu, de densité ρ_0 et de pression Π_0, et appelant C la vitesse de propagation de l'onde permanente, les deux relations ci-dessus s'écrivent

$$\frac{v}{1-\varepsilon} = -C \qquad \text{et} \qquad -\rho_0 C v + \Pi = \rho_0 C^2 + \Pi_0,$$

d'où l'on tire

$$\text{(A)} \qquad \boxed{C^2 = \frac{\Pi - \Pi_0}{\rho_0\varepsilon}.}$$

Écrivons l'équation caractéristique du milieu sous la forme

$$\text{(B)} \qquad F(\Pi, \Pi^0, \ldots, \Pi^{(n)}, \varepsilon, \varepsilon^0, \ldots, \varepsilon^{(n)}) = 0.$$

Le nombre de dérivées intervenant dépend de la complexité des effets de vitesse (strain-rate effects). En général on se borne aux dérivées d'ordre 1. Souvent, on donne à l'équation caractéristique une forme linéaire. On a alors la grande famille des corps visco-élastiques linéaires.

Pour les mouvements permanents on a donc simultanément les relations (A) et (B). Ces deux relations permettent de subdiviser les milieux continus en deux grandes classes du point de vue de leur comportement à l'égard des perturbations permanentes.

1° les milieux à équation caractéristique ne contenant pas de dérivées (on peut les appeler, par une extension du concept de viscosité, les milieux non visqueux). Les relations (A) et (B) donnent la vitesse de propagation C en fonction de la déformation (ou de la pression). Dans un tel milieu une onde permanente est donc impossible. Quelle que soit sa forme initiale, une onde en se propageant se déformera. Des exemples de tels milieux sont : le solide plastique de von Karman-Taylor d'équation caractéristique $\Pi = f(\varepsilon)$ et tous les fluides non visqueux.

En fait le seul milieu pouvant transporter une onde permanente et rentrant dans la présente classe, est le milieu dont l'équation caractéristique est (A) précisément. C'est le solide élastique de Hooke (il suffit de prendre $\Pi_0 = 0$ pour se ramener au cas de Hooke rigoureux). La vitesse de propagation des ondes permanentes, $C = \sqrt{E/\rho_0}$ est indépendante de la déformation. Dans ce milieu une onde de forme arbitraire se propage de façon permanente. Rappelons enfin que pour n'importe quel milieu l'équation caractéristique tend vers la forme hookienne pour les amplitudes infiniment petites. Ce qui explique l'existence d'ondes acoustiques permanentes dans tous les milieux.

2° les milieux à équation caractéristique contenant des dérivées. (A) et (B) pemettent d'éliminer la pression (ou la déformation). D'où une équation différentielle simple d'ordre n en ε (ou en Π). Mais une onde permanente s'écrit $\varepsilon = \varphi[t - (y/C)]$, ce qui signifie que la distribution spatiale d'une perturbation à un instant donné est identique à la distribution temporelle en un point donné. Il suffit donc d'intégrer l'équation différentielle tirée de (A) et (B) et d'y substituer $[t - (y/C)]$ à t dans la solution pour avoir, en fonction de la vitesse de propagation C et des constantes matérielles du milieu, la forme des ondes permanentes possibles dans le milieu défini par (B). Les constantes d'intégration sont fixées par les conditions initiales et aux limites.

La déformation étant ainsi obtenue comme fonction de l'espace et du temps, (A) montre d'après quelle loi et pendant quelle durée il faut appliquer une pression extérieure Π à une extrémité d'une barre pour créer une onde permanente de vitesse de propagation et d'intensité données. On a par ailleurs [3] $u = \varepsilon C$. Cette relation montre dans quelles conditions appliquer une vitesse particulaire à l'extrémité de la barre pour créer une onde permanente de vitesse de propagation C et d'intensité ε_{max} données.

Il est possible enfin que ces ondes permanentes apparaissent naturellement à partir d'ondes initialement instables.

(1) *Physik*, 8, 1922, p. 321.

(2) C. H. THOMAS, *J. Chem. Phys.*, 12, 1944, p. 449.

(3) J. KIEFFER et J. DAPOIGNY, *Sur les ondes progressives en milieu continu* (à paraître au *Journal de Physique et le Radium*).

HYDRAULIQUE. — *Application de la méthode de relaxation à l'étude des écoulements à surface libre en milieu poreux.* Note (*) de M. **Gabriel Matta**, transmise par M. Léopold Escande.

Les conditions aux limites sont imposées de façon à rendre la méthode plus rapide et à permettre avec la même facilité l'étude des milieux hétérogènes et anisotropes.

La méthode de relaxation est utilisée pour résoudre par approximations successives les problèmes aux dérivées partielles en remplaçant celles-ci par des différences finies.

Le problème qui se pose, en milieu poreux hétérogène et anisotrope, consiste, étant donné le champ linéaire de potentiel φ satisfaisant à l'équation

$$\frac{\partial}{\partial x}\left[\mathrm{K}x\frac{\partial x}{\partial \varphi}\right]+\frac{\partial}{\partial y}\left[\mathrm{K}y\frac{\partial y}{\partial \varphi}\right]+\frac{\partial}{\partial z}\left[\mathrm{K}z\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right]=0 \tag{1}$$

dans laquelle $\mathrm{K}x$, $\mathrm{K}y$ et $\mathrm{K}z$ sont les perméabilités principales suivant trois directions, à trouver φ à l'intérieur d'un domaine D de l'écoulement, connaissant les valeurs de φ ou de ses dérivées partielles sur le contour C du domaine D.

Nous couvrons le domaine D d'un réseau de droites rectangulaires dont les directions sont celles des perméabilités, et nous calculons le potentiel en chaque nœud à partir de l'équation (1) traduite sous forme de différences finies.

Si nous nous contentons de l'approximation du deuxième ordre l'équation (1) peut s'écrire, après des calculs simples et en adoptant les notations de la figure 1.

$$\begin{aligned}
&\left\{\frac{1}{(a+a')^2}\left[\frac{a'^2}{a^2}(\mathrm{K}x_2-\mathrm{K}x_0)-(\mathrm{K}x_4-\mathrm{K}x_0)\right]+\frac{2}{a(a+a')}\mathrm{K}x_0\right\}(\varphi_2-\varphi_0)\\
+&\left\{-\frac{1}{(a+a')^2}\left[(\mathrm{K}x_2-\mathrm{K}x_0)-\frac{a^2}{a'^2}(\mathrm{K}x_4-\mathrm{K}x_0)\right]+\frac{2}{a'(a+a')}\mathrm{K}x_0\right\}(\varphi_4-\varphi_0)\\
+&\left\{\frac{1}{(b+b')^2}\left[\frac{b'^2}{b^2}(\mathrm{K}z_1-\mathrm{K}z_0)-(\mathrm{K}z_3-\mathrm{K}z_0)\right]+\frac{2}{b(b+b')}\mathrm{K}z_0\right\}(\varphi_1-\varphi_0)\\
+&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots=0.
\end{aligned}$$

Cette formule générale se simplifie dans le cas des étoiles rectangulaires ($a=a'$, $b=b'$ et $c=c'$) et devient

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{a^2}[\mathrm{K}x_{\mathrm{M}}(\varphi_2-\varphi_0)+\mathrm{K}x_{\mathrm{M}'}(\varphi_4-\varphi_0)]\\
&\quad+\frac{1}{b^2}[\mathrm{K}x_{\mathrm{N}}(\varphi_1-\varphi_0)+\mathrm{K}x_{\mathrm{N}'}(\varphi_3-\varphi_0)]+\frac{1}{c^2}[\mathrm{K}x_{\mathrm{P}}(\varphi_5-\varphi_0)+\mathrm{K}x_{\mathrm{P}'}(\varphi_6-\varphi_0)]=0.
\end{aligned}$$

en appelant M, M′, N, N′ P et P′ les milieux respectifs des segments (0, 2), (0, 4), (0, 1), (0, 3), (0, 5) et (0, 6).

De ces formules générales, nous déduisons des formules très simples applicables à tous les écoulements plans ou tridimensionnels qui intéressent la pratique.

Toutefois, les conditions aux limites donnent lieu à certaines difficultés, notamment en ce qui concerne le fond imperméable et la surface libre.

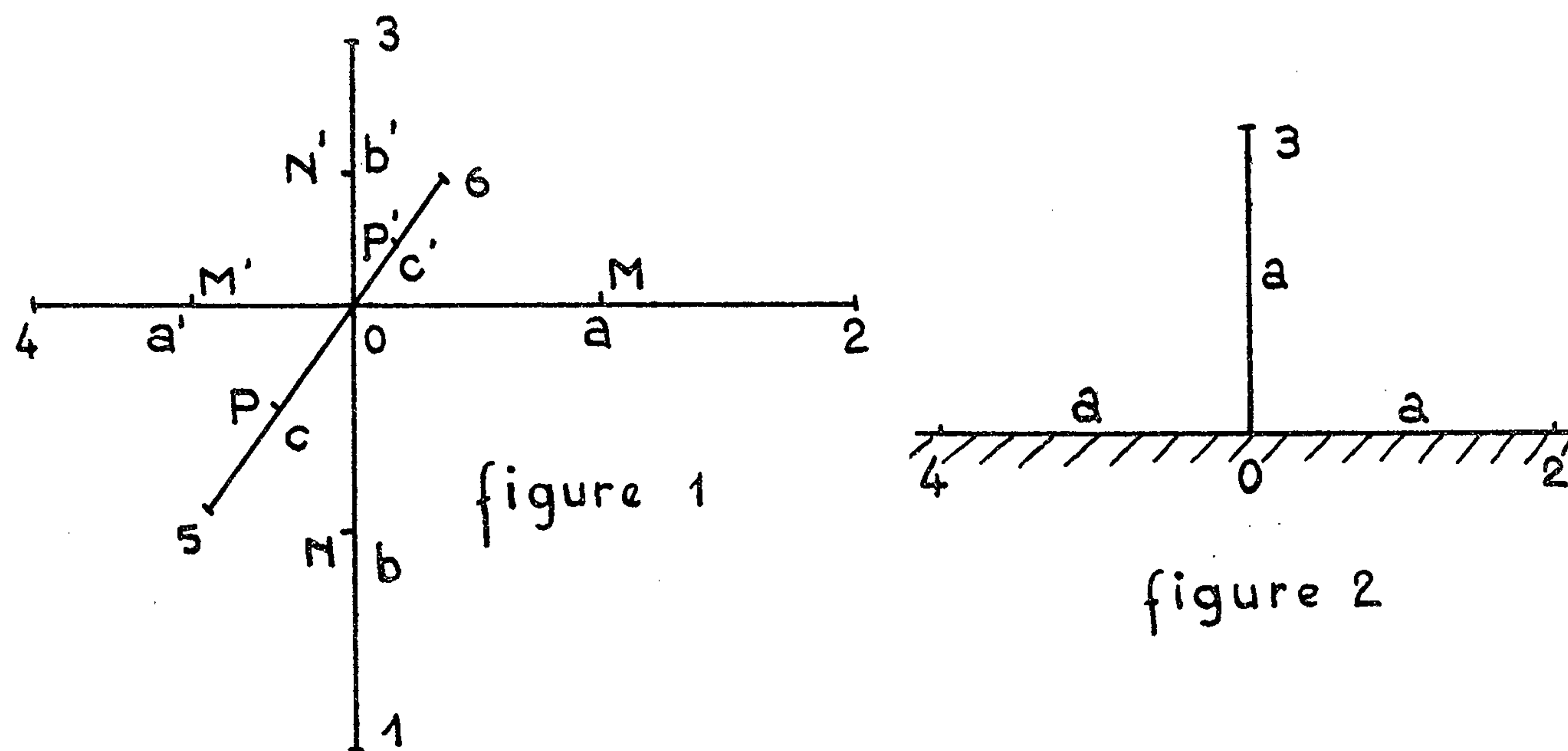


figure 1

figure 2

Fond imperméable. — A condition de prendre un fond imperméable horizontal et coïncidant avec une limite du quadrillage, le gradient de φ est colinéaire avec la vitesse le long de cette frontière. On a indifféremment, en milieu isotrope ou anisotrope :

$$\frac{\partial\varphi}{\partial n} = 0.$$

En adoptant les notations de la figure 2, cette condition se traduit par la formule

(2) $$4\varphi_0 = \varphi_2 + \varphi_4 + 2\varphi_3.$$

Surface libre. — Pour éviter les approximations successives qui rendent la méthode plus longue, nous supposons que la surface libre est formée de mailles verticales et horizontales. Tant pour les milieux isotropes que pour les milieux anisotropes, les potentiels aux nœuds situés sur ces mailles sont alors calculés par la formule (2). Après un premier calcul, nous vérifions que la surface libre imposée vérifie approximativement la condition $\varphi = Z$, Z étant la cote au-dessus du fond imperméable. Nous avons constaté, en effet, qu'en partant de deux frontières différentes, on aboutit à deux surfaces libres s'écartant dans des proportions appréciables. Nous considérons que l'intersection des équipotentielles et de la surface libre sous un angle déterminé est le critère de l'exactitude de la solution. On pourrait donc craindre, *a priori*, de longs tâtonnements, mais les applications montrent que cette intersection est obtenue pratiquement d'emblée en partant d'une frontière fictive située au-dessus de la surface libre réelle. C'est d'ailleurs le cas où les résultats concordent avec une approximation très satisfaisante, avec ceux que nous obtenons à partir d'un

calcul plus rigoureux par la méthode générale (approximations successives et étoiles irrégulières).

Moyennant ces simplifications, la méthode de relaxation devient relativement rapide, et son emploi pour résoudre les problèmes plans en régime permanent conduit à une précision supérieure à celle de la méthode analogique.

Les problèmes tridimensionnels nécessitent des développements plus importants dus au plus grand nombre de mailles intervenant dans le domaine étudié.

Les problèmes posés par le régime variable sont résolus avantageusement par la méthode des réseaux hydrauliques.

(*) Séance du 18 mars 1957.

HYDRAULIQUE. — *Méthode électrique pour la mesure des faibles vitesses de liquide.* Note (*) de M. **Jacques Bonnin**, transmise par M. Léopold Escande.

En disposant dans un faible courant d'eau des électrodes convenablement choisies et alimentées à faible intensité, on peut, moyennant un étalonnage, mesurer la vitesse de l'eau. Les variations d'une grandeur électrique ont été rendues linéaires en fonction de la vitesse lorsque celle-ci est comprise entre 0 et 7 cm/s, avec une dispersion moyenne de 0,25 cm/s.

Pour effectuer certaines de nos études hydrauliques, nous avons éprouvé le besoin de disposer d'instruments permettant la mesure de faibles vitesses dans l'eau, particulièrement entre 1 et 5 cm/s.

Parmi les différents principes envisagés, nous avons retenu en particulier l'action de la vitesse du fluide sur la circulation du courant électrique dans un électrolyte, l'électrolyte étant une solution étendue de sels divers, comme le sont, la plupart des eaux naturelles et distribuées.

Dans cette action, il faut voir autre chose que l'influence de la vitesse de l'électrolyte sur la mobilité des ions, influence qui se traduirait en particulier par une augmentation de la concentration spatiale en ions d'un certain signe et par une diminution de celle en ions de signe contraire, et qui par suite modifierait le potentiel du fluide entre les électrodes. La présence d'un écoulement baignant les deux électrodes constitue une extrapolation de l'expérience de Becquerel, expérience dont une explication a été fournie par Helmholtz [1]. Le mouvement du liquide au contact des deux électrodes entraîne plus ou moins complètement suivant sa vitesse la couche d'ions qui les recouvre. Corrélativement, la résistance apparente du liquide diminue.

Le montage expérimental que nous avons utilisé est représenté par la figure 1.

Dans un tube en matière isolante synthétique, de diamètre intérieur 80 mm environ, étaient disposées deux électrodes E_1 et E_2 constituées par des grilles en fil métallique d'un diamètre voisin de 1 mm et d'une longueur développée

de l'ordre de 50 cm. Deux autres grilles M_1 et M_2 situées à l'extérieur de l'intervalle E_1 et E_2 et de part et d'autre, assuraient la protection de l'espace de mesure contre les perturbations éventuellement amenées par l'eau, ainsi que la fixité du potentiel de référence à l'extérieur du domaine de mesure, comme l'indique la figure 2 qui représente le schéma électrique de branchement.

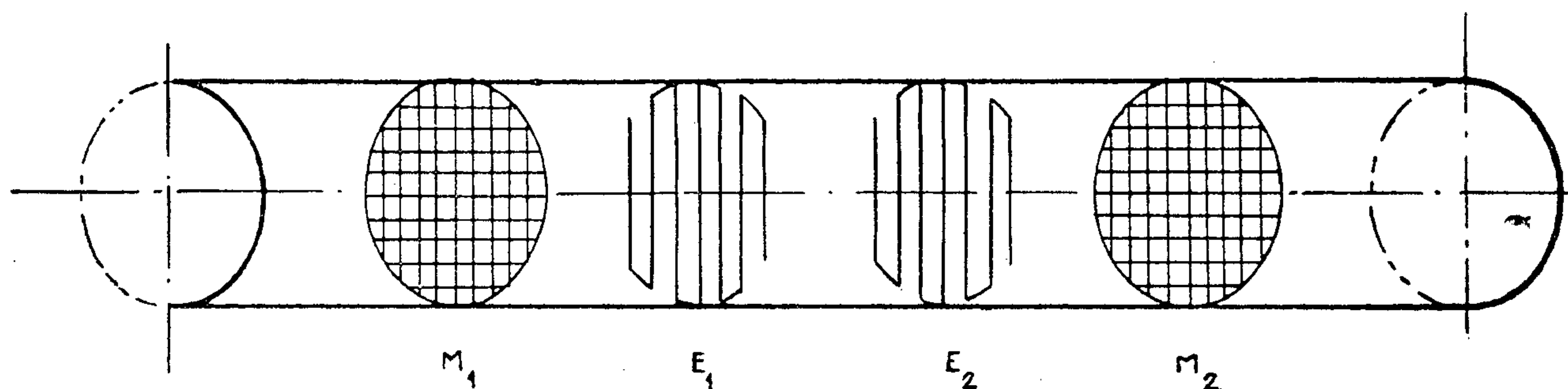


Fig. 1. — Disposition des électrodes dans l'écoulement.

Les électrodes E_1 et E_2 étaient reliées à un circuit d'alimentation, isolé de la terre, qui comprenait une batterie d'accumulateurs, un rhéostat de réglage, un voltmètre et un microampèremètre.

L'eau utilisée était celle distribuée par la Ville de Paris; elle circulait dans le tube, toujours dans le même sens, de E_1 vers E_2; son débit était mesuré à

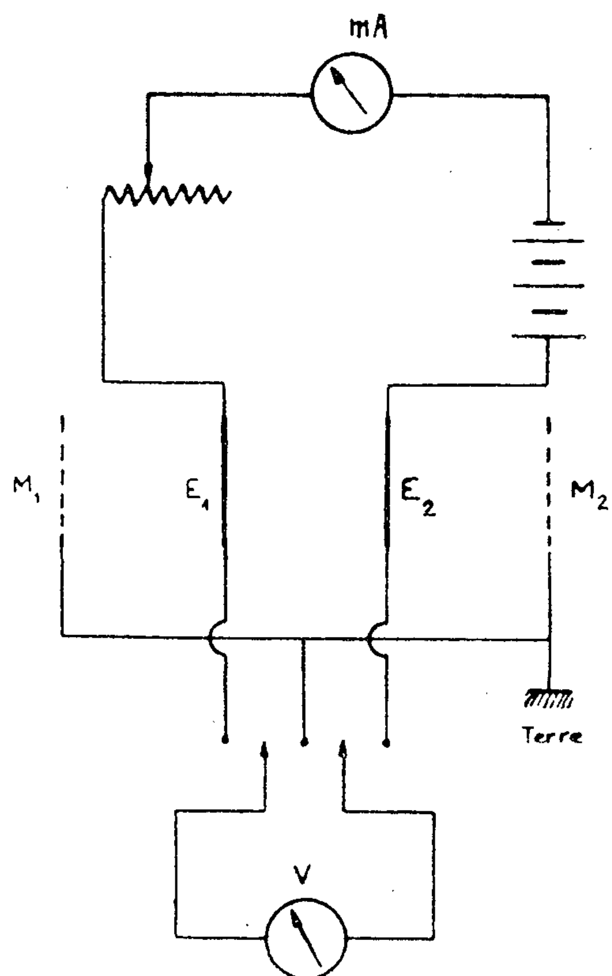


Fig. 2

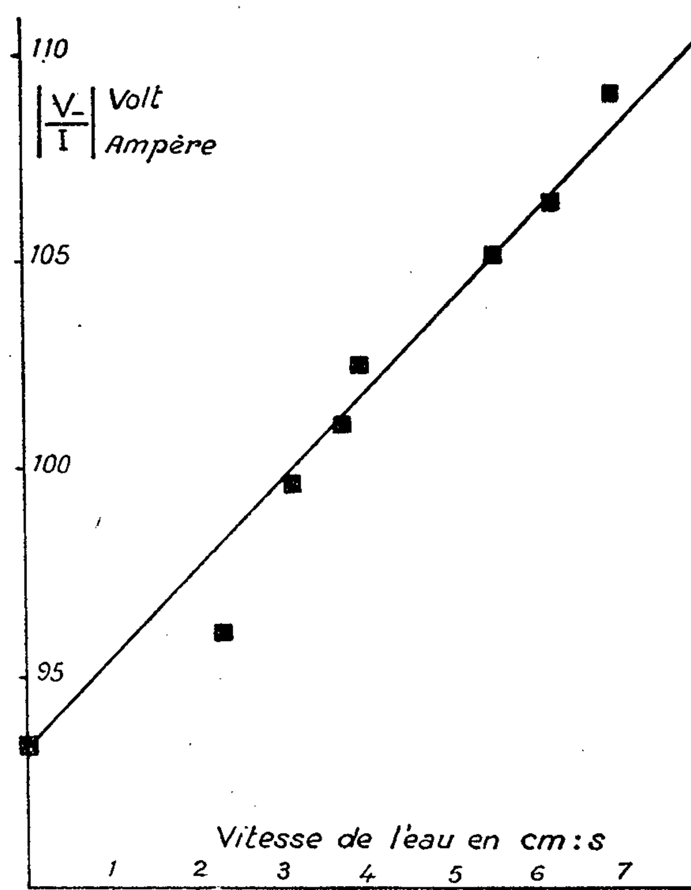


Fig. 3.

Fig. 2. — Schéma du circuit électrique.

Fig. 3. — Variation de | V_/I | en fonction de la vitesse moyenne de l'eau.

l'aval au moyen d'un déversoir triangulaire. Vu la petitesse de ce débit (0 à 500 cm³/s) la précision de sa mesure était médiocre, de l'ordre de 5 %.

Dans une première série d'expériences, nous avons cherché à déterminer

les conditions électriques propres à une bonne observation du phénomène. Pour cela nous avons opéré à vitesse nulle et à la vitesse maximum permise par notre montage, soit 11,5 cm/s, et nous avons fait varier pour chaque type d'électrodes utilisées le courant d'alimentation, en mesurant les différences de potentiel entre chacune des deux électrodes E_1 et E_2 et la masse.

Nous avons observé que, pour une certaine valeur de l'intensité d'alimentation, les potentiels obtenus étaient les mêmes pour le fonctionnement en eau immobile et en eau courante; la densité de courant correspondante, au niveau des électrodes, était voisine de 2 mA/cm² pour l'alliage de nickel et de chrome que nous avons retenu pour constituer nos électrodes finales.

Nous avons ensuite essayé de rendre linéaires en fonction de la vitesse de l'eau les variations d'un des paramètres électriques, et en particulier celles du quotient par l'intensité I d'alimentation de la différence de potentiel V_- entre la masse et l'électrode E_2 reliée au pôle — de l'alimentation, qui est la résistance apparente du fluide entre électrodes.

Avec les électrodes finalement retenues et une densité de courant de 1 mA/cm², cette linéarité est bien respectée entre 0 et 7 cm/s, comme le montre la figure 3.

La dispersion moyenne des points de mesure autour de la droite d'étalonnage est de 0,25 cm/s. Elle n'est pas significativement supérieure à celle entachant nos mesures de vitesse moyenne dans le tube d'expérience.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) H. Bouasse, *Cours de Magnétisme et d'Électricité*, 3, p. 408-409.

PHYSIQUE SOLAIRE. — *Éruptions chromosphériques remarquables associées à des disparitions brusques de filaments*. Note (*) de Mme **Marie-Joseph Martres** et MM. **Gualtiero Olivieri** et **Jean Rayrole**, présentée par M. André Danjon.

Des éruptions chromosphériques, visibles en dehors de centres actifs, sont souvent associées à des disparitions brusques de filaments.

Au début de la campagne d'observation de l'été 1956, notre attention a été attirée plusieurs fois par des phénomènes inhabituels. Quelques minutes après la disparition brusque d'un filament sur le disque, apparaissent, de part et d'autre de la trace qu'il jalonnait sur la chromosphère, des crêtes brillantes atteignant l'éclat éruptif et dont les sinuosités épousent à peu près exactement le contour du filament (1).

La mise en service, à Meudon, de l'héliographe monochromatique auto-

matique de Lyot, permet de mieux suivre par beau temps de tels phénomènes (²). Le 13 mars 1957, le film enregistrant la chromosphère solaire Hα pendant la journée, montre deux disparitions brusques suivies de phénomènes éruptifs.

1° Un filament, situé à 55° Est, 5° Nord, disparaît entre 9 h 50 m et 10 h 23 m T. U.; entre 10 h 23 m et 10 h 58 m, une lacune, due à des passages de nuages, nous empêche de continuer à suivre le phénomène. A 10 h 58 mn, à la reprise de l'observation, des points brillants jalonnent la trace du filament et demeurent jusqu'à 12 h avec l'éclat éruptif.

2° Un second filament moins important, disparaît entre 12 h 35 m et 14 h 15 m T. U. Une éruption d'importance 2 + dans l'échelle internationale débute à 14 h 14 m, son maximum se situe vers 14 h 50 m. Cette deuxième éruption jalonne également la trace du filament. Au moment du maximum du phénomène éruptif, l'éclat des points les plus brillants atteint presque celui du spectre continu voisin et son aire est de 18 degrés héliographiques carrés.

A 16 h 23 m, le phénomène, quoique très diminué, est toujours visible.

A 14 h 20 m, une autre éruption d'importance 1 apparaît dans le centre d'activité situé à 10 °héliographiques de l'éruption précédente.

En recherchant dans la collection de clichés de Meudon, nous avons retrouvé plus de dix cas de disparitions brusques s'étant produites moins d'une journée avant l'apparition de points brillants à la même place. L'intervalle de 24 h séparant deux observations ne pouvait pas permettre de relier les deux phénomènes si l'attention n'était pas attirée sur eux.

Dans les quelques rares cas où nous avions des clichés de la couche supérieure K_3 et de la couche basse K_1 du calcium ionisé, nous avons en outre remarqué que, lorsque de telles éruptions consécutives aux disparitions brusques étaient visibles sur Hα, elles se manifestaient aussi sur K_3, tandis qu'elles ne semblaient pas affecter sensiblement la couche basse K_1.

En revanche, les éruptions classiques, formées dans les centres d'activité, peuvent être visibles à la fois sur K_1 et sur K_3.

Les éruptions associées aux disparitions brusques, semblent donc avoir un mécanisme différent des éruptions classiques. Leur observation assidue est nécessaire avant qu'on puisse préciser les phases habituelles de leur évolution, pour tenter d'en fournir une interprétation.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(¹) *L'Astronomie*, 70, 1956, p. 240.

(²) *L'Astronomie*, 70, 1956, p. 401.

RADIOASTRONOMIE. — *Dispositif interférométrique pour l'étude des sources solaires localisées centimétriques.* Note (*) de MM. **Iadine Alon**, **Mukul Ranjan Kundu** et **Jean-Louis Steinberg**, présentée par M. André Danjon.

Application d'un interféromètre à deux antennes à l'étude des sources solaires localisées (taches radioélectriques et sursauts) sur ondes centimétriques (3,23 cm). On utilise la variation du pouvoir de résolution due au mouvement diurne pour apprécier les dimensions et la distribution de brillance de ces sources.

Le rayonnement solaire sur longueurs d'onde centimétriques est dû, non seulement au rayonnement thermique de l'atmosphère solaire, mais aussi à l'existence de régions émissives localisées dont la nature exacte est encore inconnue.

Parmi les sources localisées, les unes sont persistantes et associées plus ou moins étroitement aux taches solaires et aux facules; les autres, les sursauts, qui accompagnent souvent les éruptions chromosphériques, ont une durée brève de l'ordre de quelques minutes.

En vue de préciser la nature de ces régions, nous nous sommes proposés de mesurer leur diamètre apparent et d'estimer la distribution de la brillance sur leur surface. Nos mesures ont été faites sur la longueur d'onde de 3,23 cm. Des observations effectuées sur 7,5 cm par H. Tanaka et T. Kakinuma [1], sur 10 cm par A. E. Covington et N. W. Broten [2] et sur 21 cm par W. N. Christiansen et J. A. Warburton [3] montrent qu'il fallait s'attendre à des diamètres de l'ordre de quelques minutes pour les taches persistantes; aucune mesure n'existait pour les sursauts.

L'appareil qui a été construit est un interféromètre à deux antennes disposées sur une base Est-Ouest et situées à une distance $D = 60$ m l'une de l'autre. Le diagramme de réception d'un tel système est une suite de franges dont l'espacement angulaire, mesuré dans le plan équatorial, est variable avec l'angle horaire H et égal à $(\lambda/D)\cos H$. On sait qu'il permet de mesurer la composante de Fourier d'ordre $n = \cos\delta . \cos H . (D/\lambda)$ de la distribution de brillance d'une source de déclinaison δ qui se déplace dans le système de franges par suite du mouvement diurne. En utilisant deux antennes qui restent pointées sur le Soleil au cours de la journée, on peut faire des observations pour différentes valeurs de H et, par suite, explorer différentes régions du spectre de Fourier de la distribution angulaire de la brillance sans qu'il soit nécessaire de déplacer les antennes.

L'interfrange est minimum aux équinoxes à midi et égal à $1',8$ $(D = 1860\lambda)$. Pour des raisons pratiques, il ne peut guère dépasser une dizaine de minutes lorsque le Soleil est assez bas sur l'horizon.

L'appareil comprend deux miroirs paraboliques de 2 m de diamètre à monture équatoriale. Étant donné la grande distance qui sépare les aériens, il est impossible de transmettre, directement au récepteur central, les faibles signaux reçus du Soleil par chaque antenne sans les atténuer de façon excessive. Un changement de fréquence est donc assuré au voisinage des aériens, en faisant battre les signaux solaires avec l'onde émise par un oscillateur local unique (klystron) de puissance suffisante et transmise par guide d'onde : ce système assure la cohérence de phase entre les signaux de fréquence intermédiaire (60 MHz) qui sont transmis par câbles coaxiaux au centre du dispositif.

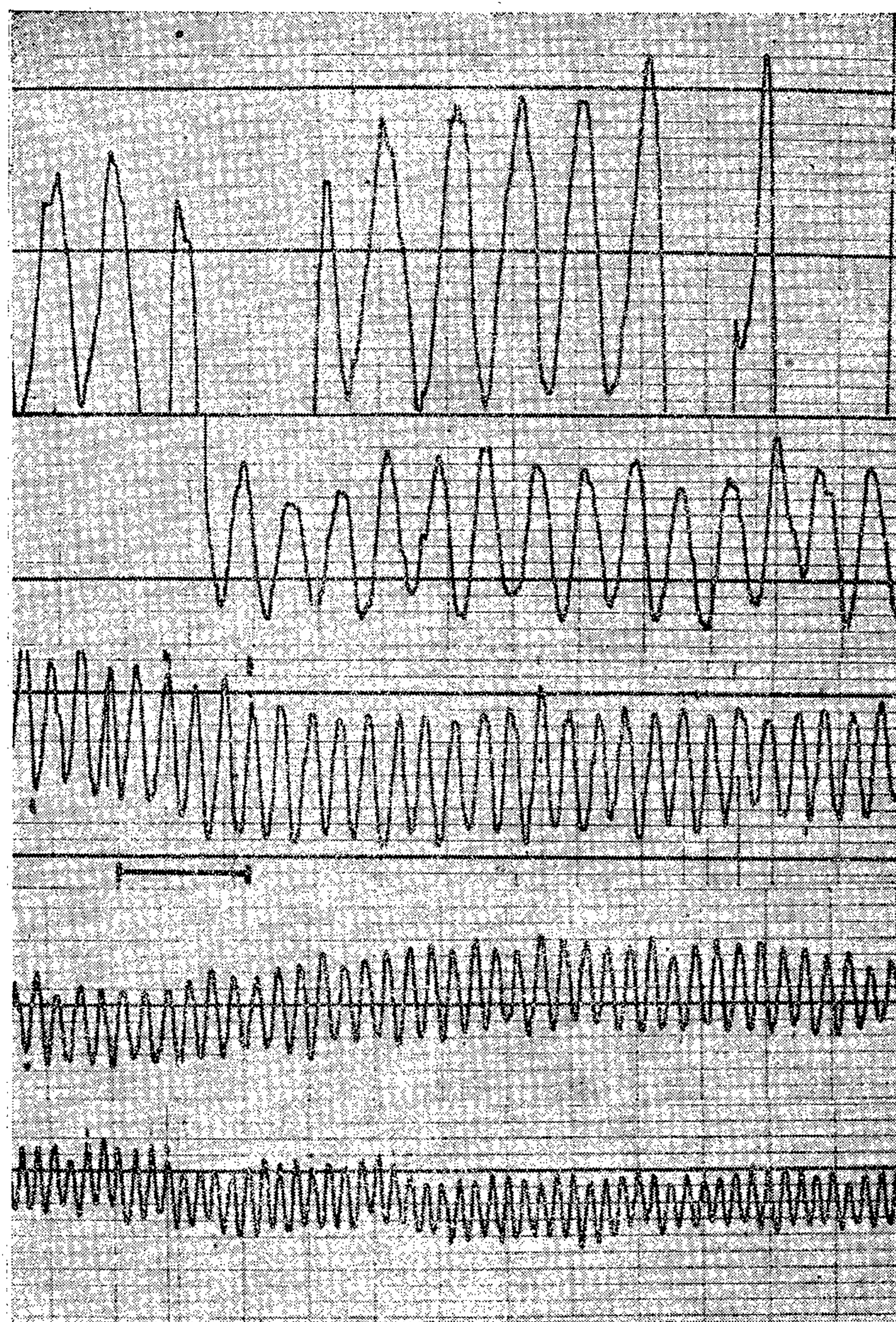


Fig. 1. — Franges dues à une source solaire localisée, observées le 4 octobre 1956, pour les angles horaires 0, 40, 55, 68 et 75° (de bas en haut); déclinaison du Soleil — 4° 26′. L'échelle des temps est donnée par le segment horizontal dont la longueur représente 1 mn.

Les franges observées au voisinage du coucher et du lever du Soleil correspondent à des ordres d'interférence élevés; pour éviter leur brouillage, on utilise une bande passante limitée à 400 kHz au moyen d'un filtre

à trois cavités résonantes sur guide d'onde et d'un amplificateur à moyenne fréquence à bande étroite utilisant un second changement de fréquence. Le facteur de bruit du récepteur est de l'ordre de 8,5 dB.

Observation des sources persistantes. — Il est généralement possible de considérer ces sources comme sensiblement constantes au cours d'une même journée. La figure 1 montre des portions d'enregistrement obtenues lorsqu'une source unique traverse, par suite du mouvement diurne, les franges de l'interféromètre. On voit que l'amplitude des franges varie en fonction de leur périodicité et leur mesure permet, par la méthode classique, de calculer les dimensions de la source. Ces mesures supposent évidemment que celle-ci ne varie pas au cours de la mesure et qu'elle s'écarte peu de la symétrie circulaire : en effet, l'angle que fait le système de franges avec une direction liée à la source varie au cours de la journée; la comparaison des amplitudes des franges observées le matin et le soir indique que ces conditions se trouvent souvent réalisées.

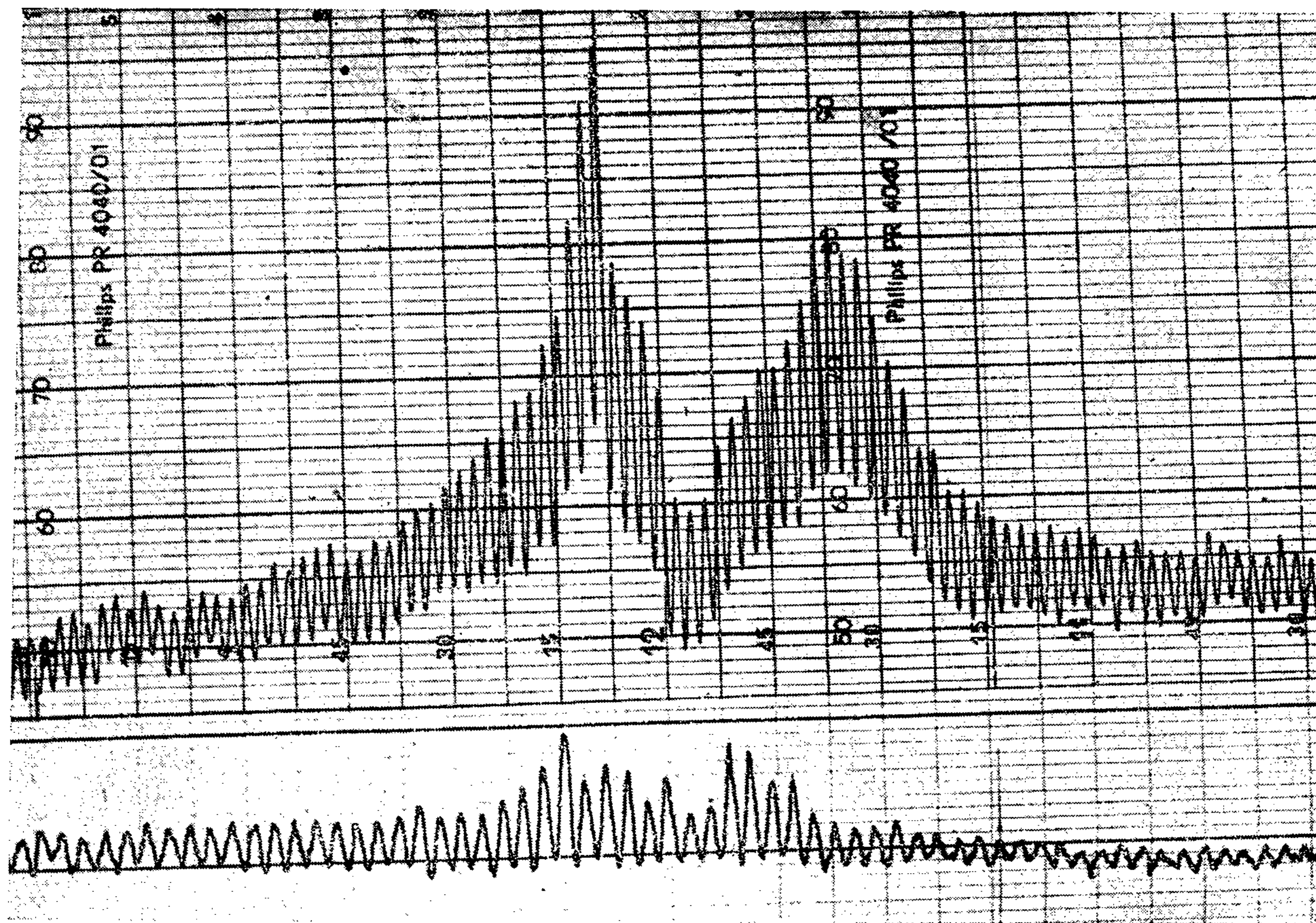


Fig. 2. — Enregistrements de deux sursauts :
(*a*) *en haut* : le 25 janvier 1957 (interfrange 2′);
(*b*) *en bas* : le 17 janvier 1957 (interfrange 3′).

On peut, en général, déduire de tels enregistrements que 75 % au moins de l'énergie des sources persistantes est émise à l'intérieur d'une surface de diamètre apparent égal à 5′. Toutefois, on observe parfois, associées à des régions actives, des sources de diamètre apparent nettement inférieur.

Observation des sursauts. — La figure 2 représente des enregistrements de deux sursauts caractéristiques. Malgré la faible durée de ces phénomènes, la mesure de la visibilité des franges permet de fixer des limites au diamètre apparent de la surface émissive et d'en suivre l'évolution au cours du temps. Par exemple, on peut voir que le sursaut de la figure 2 *a* a un diamètre apparent supérieur à 1′, ce qui est assez fréquent, alors que le sursaut assez exceptionnel enregistré sur la figure 2 *b* a certainement un diamètre apparent inférieur à 1′ pendant toute sa durée.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) *Proc. of the Res. Inst. of Atmospherics*, Nagoya University, 3, 1955, p. 84.

(2) *Ap. J.*, 119, 1954, p. 569-589.

(3) *Austr. J. Phys.*, 6, 1953, p. 190.

CARTOGRAPHIE. — *Représentation de la Terre entière et des routes orthodromiques par double projection. Représentation du Ciel entier.* Note de M. **Jean Thorel**, présentée par M. Pierre Tardi.

La projection polygnomonique sur icosaèdre régulier décrite (1), projetée sur un dodécaèdre convenable est développée en plusieurs cartes planes s'étendant à de grands espaces, conjuguées donnant une représentation complète et cohérente de la Terre, sans hiatus. Des droites ou lignes brisées représentent les routes orthodromiques, dont les plus longues ne s'étendent que sur deux cartes. Applications analogues aux cartes célestes.

La projection polygnomonique précédemment décrite (1) a paru présenter une difficulté à la compréhension d'un grand nombre de personnes par suite de l'existence de hiatus, de la double image qui en résulte pour un grand nombre de points, de l'image quadruple impossible à éviter pour quatre points de la surface terrestre ou quintuple pour deux points. Enfin le contour extérieur déchiqueté des cartes polygnomoniques a paru désorienter.

Ces divers inconvénients peuvent être supprimés.

Soit I l'icosaèdre régulier de première projection : $N_0N_1N_2N_3N_4N_5S_0S_1S_2S_3S_4S_5$ de longueur d'arête : *a*. Cet icosaèdre a même centre O que le globe terrestre, il est fixe par rapport à lui et standardisé comme indiqué précédemment (1). Les sommets portant le même indice sont diamétralement opposés.

On superpose à cet icosaèdre fixe I un icosaèdre mobile I′, dit de permutation, concentrique et égal : $P_0P_1P_2P_3P_4P_5\,Q_0Q_1Q_2Q_3Q_4Q_5$, tel que dans une de ses positions tous les sommets P de I′ coïncident avec les sommets N de même indice de I et, en conséquence, tous les sommets Q de I′ avec les sommets S de même indice de I.

On amène, à volonté, le sommet P_0 de I′ en coïncidence avec l'un quelconque des 12 sommets de I. L'icosaèdre I′ est entièrement fixé dans une des 60 posi-

tions possibles, si l'on fixe, en outre, la position d'un second sommet autre que Q_0.

On considère une surface fixe de seconde projection définie comme suit : dodécaèdre régulier D homothétique par rapport à O du dodécaèdre réciproque circonscrit à l'icosaèdre I avec rapport d'homothétie $-\Phi^2/\sqrt{5} = -1,17085$ (2) ou de celui inscrit avec rapport d'homothétie $-3/\Phi = -1,85410$.

La longueur d'arête de D est égale à la longueur d'arête de I.

On désigne les faces du dodécaèdre D par les mêmes grandes lettres que les sommets homologues de l'icosaèdre I, soit $N_0 N_1 \ldots S_5$.

On considère un second dodécaèdre mobile D′, dit de permutation, superposable à D, soit $P_0 P_1, \ldots Q_5$.

Sur la face P_0 de D′, on projette orthogonalement les cinq faces de I′ concourant au sommet P_0 de I′.

En donnant successivement à P_0 les 12 positions possibles, on obtient sur les 12 faces de D 12 cartes sans hiatus de l'ensemble des surfaces terrestres représentées sur les cinq faces concourant aux sommets homologues de l'icosaèdre I.

Ces 12 faces peuvent être reproduites séparées sur une même surface plane ou sur 12 pages d'un atlas. Elles constituent une représentation intégrale du globe terrestre satisfaisante, car elle donne des déformations minimes (*voir* tableau I), cohérente, car il y a un lien entre les différentes cartes et sans hiatus. Chaque carte est contenue dans un contour convexe formé d'un pentagone régulier et représente un quart du globe terrestre.

TABLEAU I.

Partout les déformations superficielles sont égales à celles de la Note précédente (1) multipliées par le coefficient 0,7946.

	Rapport des axes de l'ellipse de Tissot.	Déformation angulaire maxima : 2ω.
Au centre de la trinisphère....................................	1	0°
Aux sommets les plus éloignés du centre de la Trinisphère.......	1,258	13°08′
Aux sommets les plus proches du centre [maxima maximorum]....	1,491	22°46′

La fraction du globe terrestre représentée peut d'ailleurs être augmentée comme suit : on prélève sur le dodécaèdre mobile D′ dans les faces Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 et Q_5 tout ou partie des projections des faces adjacentes aux faces projetées sur P_0 et l'on amène ces éléments prélevés dans le plan de P_0 en faisant coïncider les arêtes extérieures de Q_1, Q_2, Q_3, Q_4, Q_5 avec les arêtes du pentagone P_0.

On obtient ainsi la représentation d'une fraction du globe terrestre comprise entre 1/4 et 1/2 de sa surface.

Le contour de ce développement sera choisi à volonté, mais passant toujours par les sommets du pentagone P_0 : circonférence, décagone régulier convexe, décagone semi-régulier convexe, décagone semi-régulier étoilé, décagone régulier étoilé ou ligne quelconque ne sortant pas des faces Q_1, Q_2 ... Q_5.

Ordinairement on évitera les décagones étoilés réguliers ou non et l'on préférera le décagone semi-régulier, dont cinq sommets représentent les centres des faces de l'icosaèdre adjacentes à celles projetées à l'intérieur du pentagone P_0 et donc les centres des triangles sphériques correspondants de la sphère terrestre.

Cette carte représente un tiers de la sphère terrestre (1/3). Il sera possible de la désigner sous le nom de « trinisphère » ([3]).

Un point M du globe terrestre situé dans le triangle sphérique $P_0P_1P_2$, homologue dans la permutation envisagée de la face $P_0P_1P_2$ de l'icosaèdre I', dans le voisinage de P_1P_2 ([4]) se trouve représenté sur les quatre trinisphères : $P_0P_1P_2$ et Q_4.

Deux trinisphères convenablement choisies parmi les 12 trinisphères standards : P_0 et Q_4, représentent 63,33 % du globe terrestre. Trois trinisphères convenablement choisies P_0, Q_4 et Q_1 ou Q_2 représentent 90 % du globe terrestre. Quatre trinisphères, par exemple P_0, Q_4 et Q_1 ou Q_2 représentent surabondamment 100 %.

On jugera bon, parfois, d'employer les six trinisphères : P_0, P_1, P_2, Q_4, Q_1 et Q_2, qui présentent un double avantage : 1° donner pour 70 % exactement du globe terrestre la route orthodromique aboutissant au point M sur une seule carte choisie parmi les cartes $P_0P_1P_2$ et Q_4 ; 2° donner pour des trajets courts des cartes de présentation plus proche de celles habituellement employées.

Les points du globe, pour lesquels, il est nécessaire pour l'étude des routes aboutissant en M de recourir à deux cartes, la première carte choisie parmi $P_0P_1P_2$ et Q_4, la seconde parmi les cartes Q_1 et Q_2 ne représentent que 30 % du globe terrestre. Ces points sont limités sur Q_1 et sur Q_2 par un contour polygonal fermé portant indication sur ses arêtes de la carte à consulter en supplément P_0 ou P_1 ou P_2 ou Q_4.

Comme dans la projection précédemment décrite ([1]), méridiens, équateur, grands cercles ou routes orthodromiques, méridiens locaux (par exemple : grands cercles passant par un point de départ ou d'arrivée, habituel ou choisi, de navires, d'avions ou de missiles; radiophares, stations de repérages radio-électriques Tacan, V.O.R., Consol, etc... ou bien Loran, Decca, Rana, etc...), équateurs locaux sont représentés par des droites ou des lignes brisées graduées dans chaque face, la graduation pouvant partir du point de départ ou d'arrivée.

L'échelle de la trinisphère est déterminée par sa surface comparée à celle du globe terrestre.

Pour l'édition des cartes cette méthode donne l'avantage d'un établissement

des cartes facile, précis et en rien plus compliqué, que la projection précédemment décrite ([1]).

La projection peut être établie à partir de cette projection précédente par des procédés graphiques simples ou par des procédés photographiques à l'aide d'un montage sur icosaèdre ou fraction d'icosaèdre, par exemple avec un téléobjectif, mais il est important de préciser, qu'elle peut être aussi établie directement.

En ce qui concerne le problème très important des routes orthodromiques partant d'un point quelconque du globe ou y aboutissant et le problème des aides radio-électriques à la navigation maritime ou aérienne, le même fonds de cartes sert pour tous les points étudiés. Seul le double réseau des routes orthodromiques et des courbes iso-distances change et peut être imprimé par repiquage; de même pour les réseaux d'hyperboles. Cette faculté est importante si l'on veut multiplier les cartes utiles aux transports maritimes et aériens, aux aides radio-électriques pour la navigation et aux études de géopolitique ou de géostratégie.

La même double projection est applicable à l'établissement de cartes célestes.

([1]) J. THOREL, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1748.

([2]) Avec $\Phi = (\sqrt{5}+1)/2$.

([3]) de l'adjectif « trine » : divisé en trois.

([4]) C'est-à-dire dans le triangle sphérique P_1P_2G, en appelant G le centre du triangle sphérique équilatéral $P_0P_1P_2$ sur le globe terrestre.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la théorie des processus non stationnaires en Mécanique quantique.* Note de M. **Paul Roussopoulos**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'équation de Schrödinger qui donne la variation du vecteur d'état en représentation d'interaction, s'écrit, pour $t > 0$:

$$i\frac{\partial\Phi(t)}{\partial t} = \mathcal{H}(t)\Phi(t), \qquad \text{avec} \quad \Phi(0) = g_0^0 \qquad (\text{état initial}),$$

et

$$\mathcal{H}(t) = \exp(iH_0t)\,H\exp(-iH_0t) \qquad (\hbar = 1).$$

Soient g_A^0, E_A, les fonctions et valeurs propres de H_0 (hamiltonien libre) et $H_{A|B} = \langle Hg_B^0 | g_A^0\rangle$, les éléments de matrice de H (hamiltonien d'interaction) dans la représentation où H_0 est diagonal. Posons

$$b_A(t) = \langle\Phi(t)\,|\,A\rangle, \qquad \lambda_A = \langle g_0^0\,|\,A\rangle.$$

L'équation de Schrödinger est alors équivalente, pour $t > 0$, au système

d'équations intégrales :

(1) $$b_A(t) = \lambda_A + \frac{1}{i}\sum_B H_{A|B}\int_0^t \exp(iE_{AB}t')\,b_B(t')\,dt',$$

avec $E_{AB} = E_A - E_B$. Considérons alors les fonctions $\tilde{b}_A(t)$ (solutions retardées), définies (pour t positif ou négatif) par

(2) $$\tilde{b}_A(t) = \lambda_A\eta(t) + \frac{1}{i}\sum_B H_{A|B}\int_{-\infty}^t \exp(iE_{AB}t')\,\tilde{b}_B(t')\,dt',$$

avec $\eta(t)$ égal à 1 pour $t > 0$ et à zéro pour $t < 0$. Il est facile de voir que $\tilde{b}_A(+0) - \tilde{b}_A(-0) = \lambda_A$; d'autre part $b_A(-\infty) = 0$. Donc, comme (2) conserve la norme $\Sigma|\tilde{b}_A(t)|^2$ aussi bien pour $t > 0$ que pour $t < 0$, il résulte : $\tilde{b}_A(t) = 0$ pour $t < 0$, $\tilde{b}_A(t) = b_A(t)$ pour $t > 0$. Considérons alors les fonctions $\mathcal{E}_A(\zeta)$ de la variable complexe $\zeta = \xi + i\eta$, que nous supposerons holomorphes sur le plan supérieur $\mathrm{Im}(\zeta) > 0$ privé de l'axe réel, et telles que $|\mathcal{E}_A(\zeta)| \to 0$ au moins comme $|\zeta|^{-1}$ pour $|\zeta| \to \infty$.

Nous chercherons la solution de (2) sous la forme

$$\tilde{b}_A(t) = \frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \mathcal{E}_A(\zeta)\,e^{-i\zeta t}\,d\zeta,$$

Γ étant le chemin d'intégration défini par $\eta = \eta_0 > 0$, $-\infty \leqq \xi \leqq +\infty$. Pour $t < 0$, $|e^{-i\zeta t}| = e^{\eta t} \to 0$ lorsque $|\zeta| \to \infty$ avec $\mathrm{Im}(\zeta) > 0$. Donc (3) satisfait automatiquement au système (2) pour $t < 0$. Pour $t > 0$ et en tenant compte de (2) et (3) ainsi que des hypothèses admises sur les fonctions $\mathcal{E}_A(\zeta)$, nous tirons $\left[\text{avec } \eta(t) = -(1/2\pi i)\int_\Gamma e^{-i\zeta t}\,d\zeta/\zeta\right]$:

(4) $$-\mathcal{E}_A(\zeta) = \frac{1}{\zeta}\left[\lambda_A - \sum_B H_{A|B}\mathcal{E}_B(\zeta + E_{AB})\right].$$

En posant $\mathcal{E}_A(\zeta + E_{0A}) = \sigma_{A0}(\zeta)$, $\sigma_0(\zeta) = \Sigma\sigma_{A0}(\zeta)g_A^0$, $\alpha_0(\zeta) = -\zeta\sigma_0(\zeta)$, et d'après la définition des $b_A(t)$, il vient, à partir de (2), (3) et (4) :

(5) $$\Phi(t) = -\frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{d\zeta}{\zeta}\,e^{-i(\zeta + E_0 - H_0)t}\,\alpha_0(\zeta),$$

le vecteur $\alpha_0(\zeta)$ vérifiant l'équation $[\mathrm{Im}(\zeta) \neq 0]$

(6) $$\alpha_0(\zeta) = g_0^0 + (\zeta + E_0 - H_0)^{-1}H\alpha_0(\zeta).$$

Nous pouvons voir aisément que (5) vérifie pour $t \to +0$ la condition initiale $\Phi(+0) = g_0^0$. En effet, elle s'écrit aussi

$$e^{iE_{0A}t}\langle\Phi(t)\,|\,A\rangle = -\frac{1}{2\pi i}\int_{\Gamma'}\frac{d\zeta}{\zeta}\,e^{-i\zeta}\langle\alpha_0(\varepsilon\zeta)\,|\,A\rangle.$$

avec $\varepsilon = 1/t$, et $\Gamma' : \xi + i\eta_0 t, -\infty \leqq \xi \leqq \infty$. Nous pouvons intégrer sur $\Gamma = \xi + i\eta_0$, d'après les propriétés des $\mathcal{E}_A(\zeta)$ [nous remarquons que l'équation (4) est compatible avec ces hypothèses)]. Il vient donc

$$(7) \qquad e^{iE_0^A t} \langle \Phi(t) \mid A \rangle = -\frac{1}{2\pi i} \int_\Gamma \frac{d\zeta}{\zeta} e^{-i\zeta} \langle \alpha_0(\varepsilon\zeta) \mid A \rangle.$$

Or (6) donne pour $|\zeta| \to \infty$, $\mathrm{Im}(\zeta) > 0 : \alpha(\zeta) \to g_0^0$. (7) permet donc d'écrire pour $t \to +0 \, (\varepsilon \to +\infty)$:

$$\underset{t \to +0}{e^{iE_0^A t}} \langle \Phi(t) \mid A \rangle = -\frac{1}{2\pi i} \int_\Gamma \frac{d\zeta}{\zeta} e^{-i\zeta} \langle g_0^0 \mid A \rangle = \langle g_0^0 \mid A \rangle$$

(7) étant générale nous permettra d'ailleurs de chercher $\langle \Phi(t) \mid A \rangle$ pour $t \to \infty$ lorsque cette limite aura un sens. Nous verrons dans une prochaine publication que, avec certaines hypothèses de convergence, nous pouvons retrouver les résultats de Lippmann et Schwinger ou d'Arnous-Zienau et justifier ainsi leur réussite selon la nature du problème considéré. Ces hypothèses seraient d'ailleurs inutiles si l'on pouvait discuter directement l'équation (6) en tenant compte des propriétés analytiques de H et H_0.

(11, *rue Toullier*, *Paris*, 5e).

THERMODYNAMIQUE. — *Détermination des chaleurs de fusion de quelques borates alcalins*. Note (*) de M. **Georges Petit** et Mlle **Mireille Jaeger**, présentée par M. Eugène Darmois.

Ce travail a eu pour but de déterminer les chaleurs de fusion de borates alcalins à l'aide de diagrammes thermiques, et leur traduction dans la représentation de Schröder-Le Châtelier, suivant une technique déjà suivie par l'un de nous (1), (2), consistant à établir un diagramme de la substance en étude avec une substance de référence ne donnant avec elle ni cristaux mixtes, ni composés définis, de telle sorte que la chaleur de fusion puisse être trouvée pour l'une ou l'autre substance, utilisée, soit comme solvant, soit comme corps dissous.

Les fluorures alcalins (de même métal) furent choisis, d'une part grâce à la valeur bien connue de leur chaleur de fusion, d'autre part dans l'espoir qu'ils joueraient le rôle de fluidifiants, permettant d'obtenir ainsi des déterminations relativement précises des températures d'apparition du cristal, pour des mélanges contenant des substances, ici les borates, donnant des verres à l'état pur dans le cas le plus général.

Nous avons établi les diagrammes FM-BO_2M (avec M = Na, puis Li), représentés sur les figures 1 et 2, traduites dans la notation de Schröder-Le Châtelier, sur les figures 3 et 4.

Les résultats finaux obtenus sont condensés dans le tableau suivant :

Substance.	P. F.	L_f.	$S_f = \frac{L_f}{T_f}$.	$\nu = \frac{1}{3} S_f$.
BO_2Na	1239	8000	6,6	2,2
BO_2Li	1109	7400	6,6	2,2

[Nous rappelons que ν représente le nombre de particules données à la fusion par une molécule initiale théorique (3).]

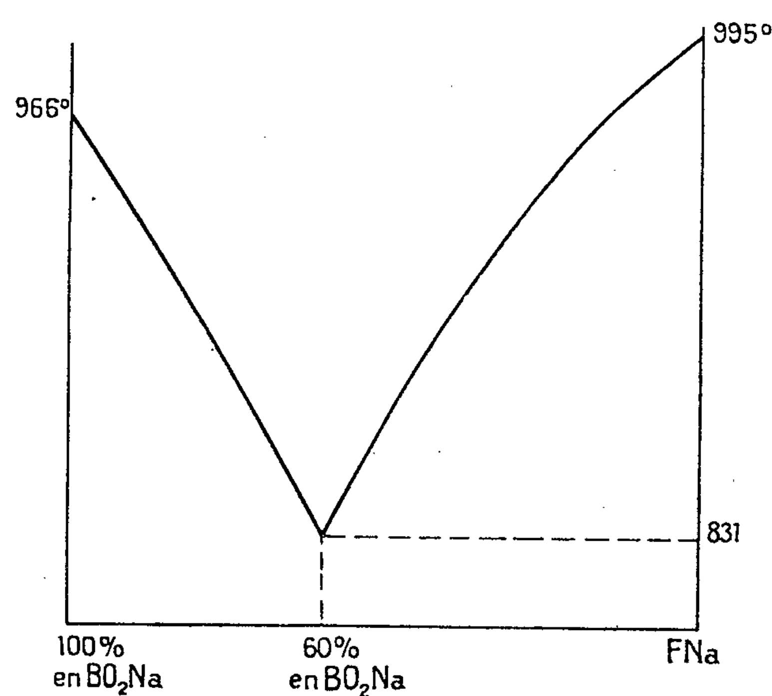


Fig. 1.

Ces résultats ont été confirmés par l'accord entre la valeur de la chaleur de fusion de la substance de référence FNa *et* FLi trouvée à partir de notre

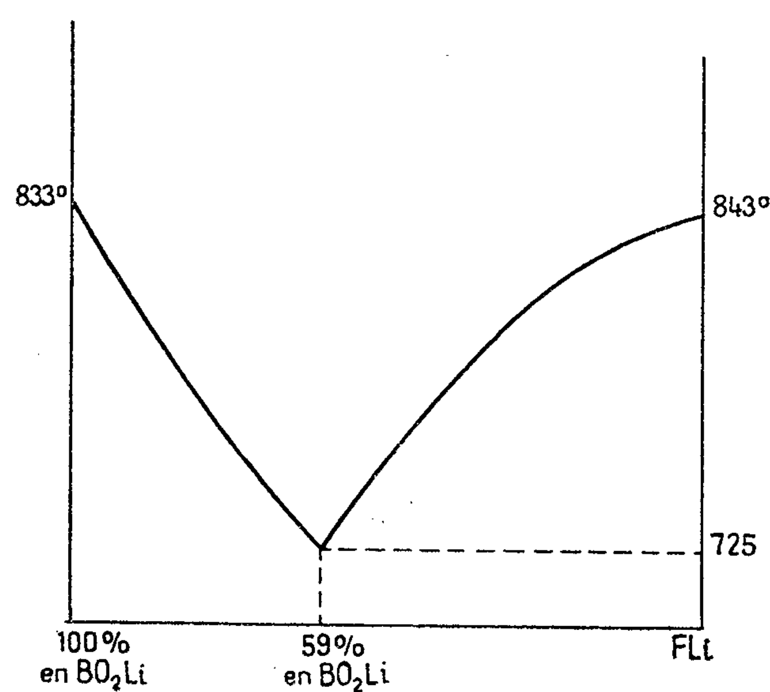
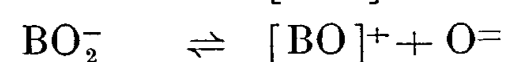


Fig. 2.

diagramme, avec la valeur obtenue dans des résultats antérieurs (1), (4), et par l'accord de la valeur trouvée pour BO_2Li avec la valeur obtenue par Zarzycki par une technique cryométrique (5).

Ils confèrent aux métaborates alcalins fondus la structure statistique

$$BO_2M \rightleftharpoons [BO_2]^- + M^+$$



$$BO_2^- \rightleftharpoons [BO]^+ + O^=$$

puisque $\nu > 2$, avec une coupure très faible pour l'anion complexe.

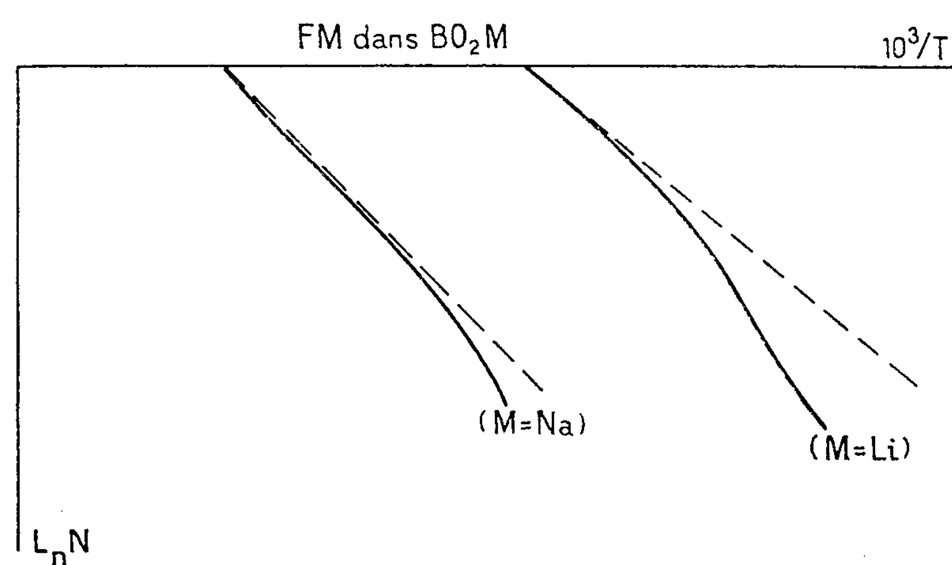


Fig. 3.

Nous noterons le fait, qui nous paraît intéressant, d'une dissymétrie dans la non idéalité, c'est-à-dire que deux solutions « inverses » de A dans B et B dans A, *pour une même molarité* révèlent des activités diffé-

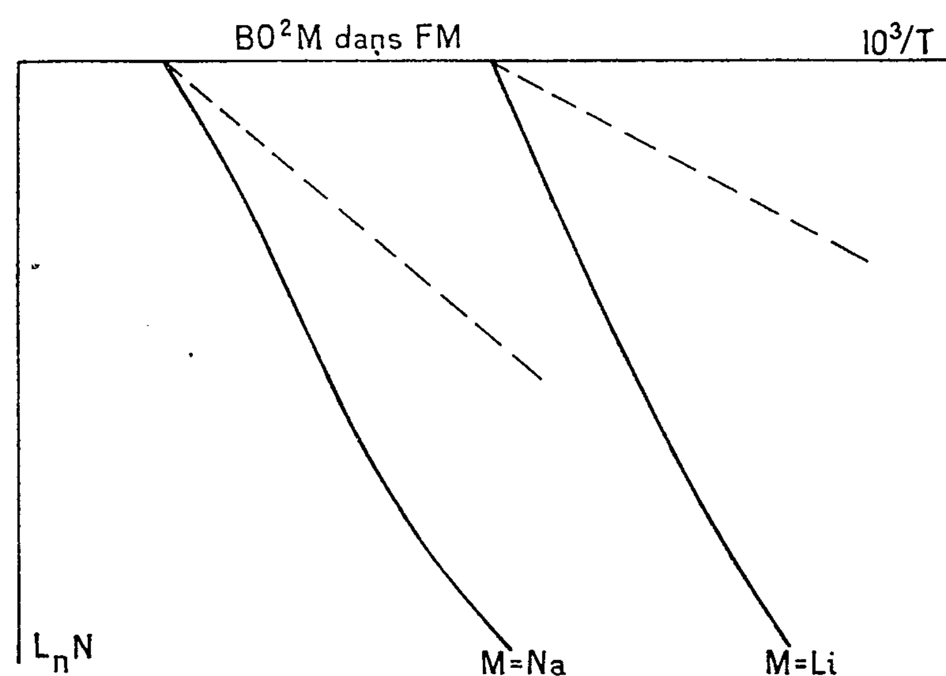


Fig. 4.

rentes, c'est-à-dire que les courbes réelles s'écartent différemment de la droite théorique dans les deux représentations du diagramme de Schröder-Le Châtelier (*fig.* 3 et 4). Nous pensons revenir sur cette question.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) G. Petit et Mlle Crémieu, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 360.

(2) G. Petit, *Congrès pour l'avancement des Sciences*, Dijon, juin 1956 (à paraître).

(3) Mme Darmois-Sutra, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1027; *J. Chim. phys.*, 49, C 38, 1952; *Colloque d'électrolyse du C. N. R. S.*, 1952.

(4) Rolin, *Congrès du cinquantenaire de l'aluminium*, édité par l'Aluminium Français, Paris, 1953.

(5) Zarzycki, *Thèse de Doctorat ès Sciences physiques*, Paris, 1953.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur l'étude générale des champs ionisés.*
Note de M. **Jean Dupuy**, présentée par M. Eugène Darmois.

Une mise au point sur l'état actuel de l'étude des champs ionisés est envisagée ici en conclusion d'un travail théorique et expérimental de l'auteur (1).

1. *Champs monoionisés.* — Dans le cas où la charge spatiale de densité ρ supposée formée d'ions de mobilité k est présente dans un champ E on peut écrire les équations de Maxwell en régime permanent sous la forme

$$\overrightarrow{\text{rot}}\,\vec{E} = 0; \qquad \text{div}\,\vec{E} = 4\pi\rho; \qquad \text{div}\,\vec{j} = 0, \qquad \text{avec } \vec{j} = \rho k \vec{E},$$

j est ici la densité de courant ionique.

Il est alors possible de poser $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}\,V$. V est le potentiel ionisé déterminé par l'équation

$$\text{div}\left(\Delta V\,\overrightarrow{\text{grad}}\,V\right) = 0$$

ou, sous forme plus explicite,

$$(a) \qquad [\Delta V]^2 + \overrightarrow{\text{grad}}\,V.\overrightarrow{\text{grad}}\,\Delta V = 0.$$

Cette équation aux dérivées partielles du troisième ordre ne peut se résoudre que dans certains cas particuliers. En général il est donc impossible d'obtenir théoriquement le potentiel ionisé d'une manière rigoureuse.

Nous avons établi pour un certain nombre de configurations d'électrodes dans le cas de l'émission couronne des formules théoriques tirées de l'équation (a) en application des méthodes d'approximations préconisées par différents auteurs.

L'étude expérimentale nous a prouvé que les approximations obtenues étaient de valeurs très inégales suivant les grandeurs physiques et les systèmes d'électrodes considérés.

Comme pour certains systèmes utilisés pratiquement on ne connaissait aucune formule théorique même approchée, nous avons fourni certaines de ces expressions (2), (3) dans le cas où l'accord avec l'expérience est assez bon.

Si l'étude théorique des champs monoionisés plans présente quelques difficultés l'étude expérimentale est au contraire possible par les méthodes

de sonde (sonde incandescente et sonde froide) et nous a fourni des résultats complets pour différentes configurations d'électrodes ([1]).

2. *Champs biionisés.* — L'étude théorique des caractéristiques de sonde froide en champ monoionisé ([4]) (sondes cylindriques, sphériques et planes) s'étend sans difficultés au cas des champs biionisés. Par exemple une caractéristique de sonde cylindrique froide se compose de deux parties rectilignes, chaque partie rectiligne correspondant à des ions d'un *seul* signe, et d'un arc de courbe raccordant ces parties rectilignes. Nous avons établi que l'expression du raccord s'écrit si I est le courant de charge de l'unité de longueur de la sonde portant la charge Q sur ce même tronçon.

$$I = 4\left[(k_1\rho_1 - k_2\rho_2)\left(\sqrt{Q_0^2 - Q^2} - Q \arccos\frac{Q}{Q_0}\right) - Q\pi k_2\rho_2\right];$$

$$Q_0 = aE, \qquad |Q| < |Q_0|.$$

a est le rayon de sonde, les indices 1 se rapportent aux ions positifs, les indices 2 aux ions négatifs.

Ces mêmes procédés de calcul nous ont permis d'établir les lois de charge d'une particule sphérique dans un champ biionisé ([5]) et d'étudier la charge limite que prennent dans un champ ionisé des corps de formes diverses (ellipsoïde par exemple).

Comme la sonde incandescente reste aussi utilisable, on peut donc dire que l'étude expérimentale des champs biionisés est possible quoique plus délicate que celle des champs monoionisés. Quant à l'étude théorique elle n'a pas encore été appliquée à des cas pratiques; les relations générales s'écrivent ici :

$$\vec{j} = (k_1\rho_1 + k_2\rho_2)\vec{E}; \qquad \operatorname{div}\vec{j} = 0, \qquad \operatorname{div}\vec{E} = 4\pi(\rho_1 - \rho_2); \qquad \operatorname{rot}\vec{E} = 0.$$

Dans le cas de l'émission couronne les conditions aux limites sont très difficiles à fixer. Nous avons pu établir pour le cas du champ cylindrique une relation simple en application de ces relations. Le champ E, s'il est constant, est relié aux densités de charge ρ_1 et ρ_2 par la relation

$$\frac{k_1\rho_1}{k_2\rho_2} = \frac{E^2 - \dfrac{2J}{k_1}}{E^2 + \dfrac{2J}{k_2}},$$

où J est le courant total des ions positifs et négatifs. Cette relation généralise la relation classique

$$E^2 = \frac{2J}{k}.$$

(1) J. DUPUY, *Thèse de Doctorat*, Paris, 1956.
(2) J. DUPUY, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1140.
(3) J. DUPUY, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2309.
(4) R. COCHET et J. DUPUY, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 283.
(5) M. PAUTHENIER, R. COCHET et J. DUPUY, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1606.

SEMI-CONDUCTEURS. — *Propriétés électriques et optiques de l'antimoniure d'aluminium, action du lithium.* Note (*) de M. **FRANÇOIS KOVER** et M^lle^ **ANDRÉE QUILLIET**, présentée par M. Gaston Dupouy.

On a étudié les propriétés électriques et optiques de l'antimoniure d'aluminium non dopé, et dopé au lithium. Les propriétés trouvées correspondraient à la présence de sites d'antimoine vacants (lacunes) que les atomes intersticiels de lithium pourraient combler. Ainsi serait expliquée l'augmentation de la pureté apparente des échantillons dopés au lithium.

La préparation du composé AlSb par fusion des constituants et solidification progressive, sous argon, à la pression atmosphérique, (1), conduit invariablement à l'obtention d'un semi-conducteur de type P. Dans l'alliage fondu, en proportion stœchiométrique Al-Sb, l'adjonction d'un excès d'antimoine ne produit pas, lors du refroidissement, un composé de type N, même pour de forts dopages (1 % Sb) où l'étude micrographique des échantillons révèle une phase nouvelle formée d'antimoine non dissous.

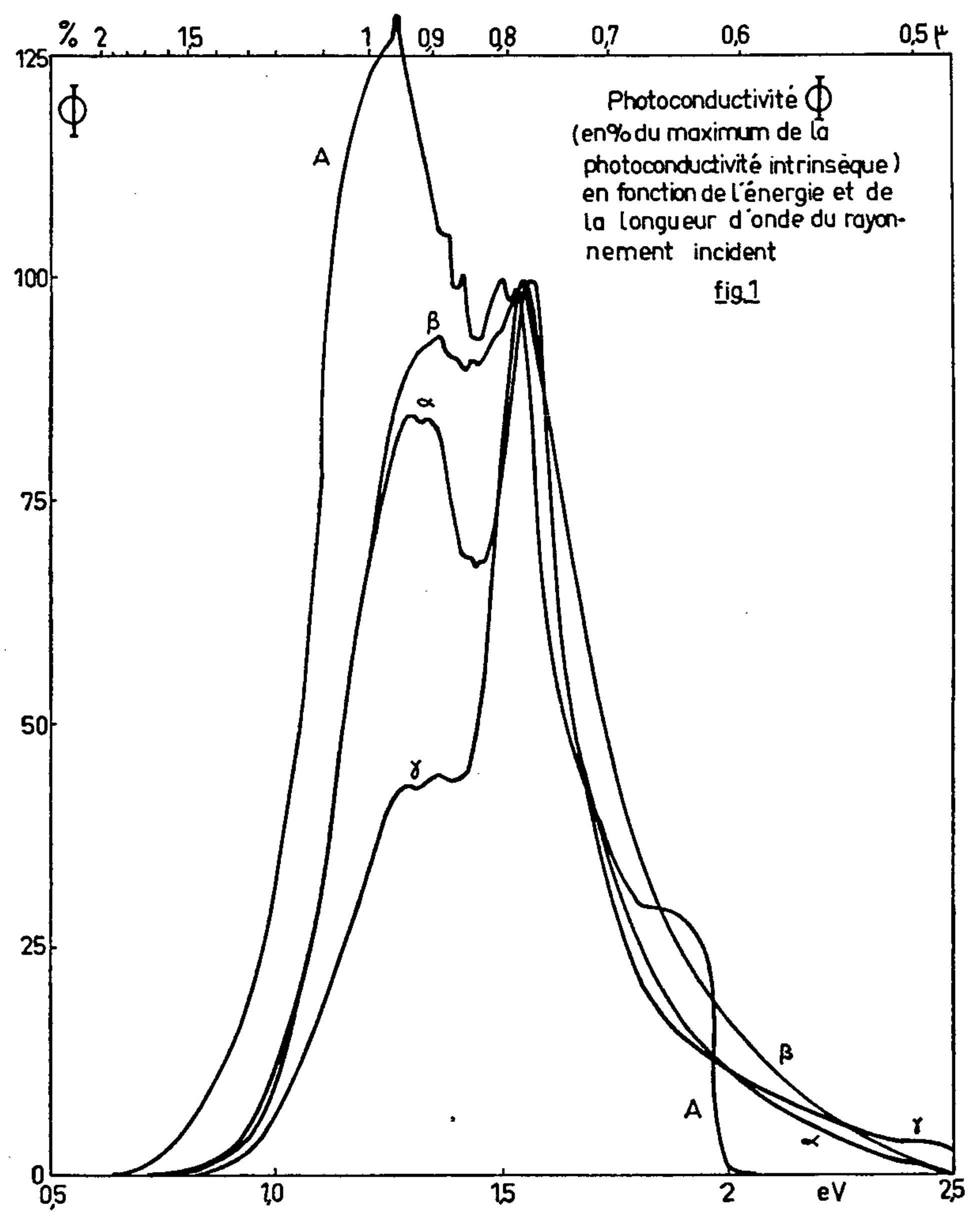
En éliminant par des moyens chimiques et physiques la plupart des impuretés de l'aluminium et de l'antimoine, nous avons préparé des échantillons dont la résistivité est de l'ordre de 1 Ω cm et dont le coefficient de Hall vaut environ 10 cm^3/Cb à 20°C.

Nous avons obtenu des échantillons du type N par l'addition de tellure au bain fondu. La résistivité des échantillons ne dépassait pas 10^{-2} Ω cm à 20°C, l'effet Hall n'était pas mesurable. Le beryllium ne change pas le type du composé.

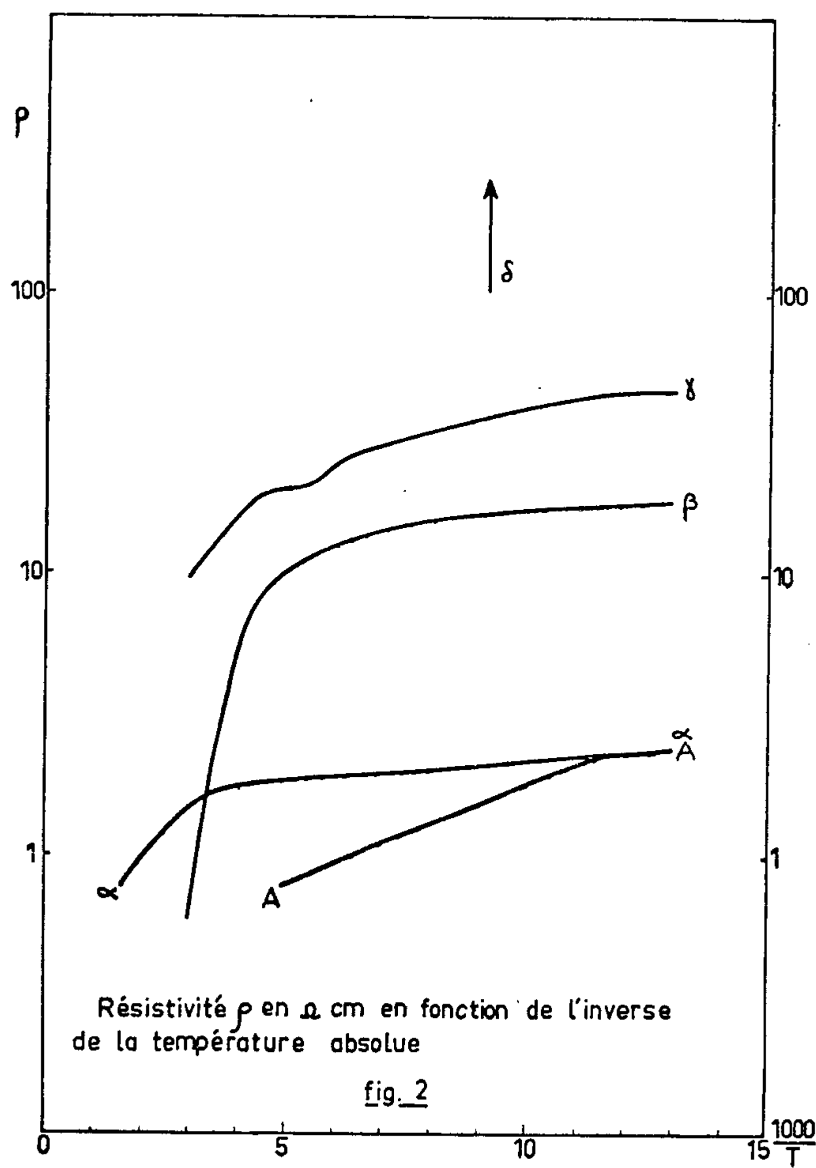
Dans le silicium et le germanium, le lithium se comporte comme un donneur très facilement ionisable, et l'ion Li^+ est très mobile (2). Nous avons donc essayé de changer, par addition de lithium, le type de nos échantillons et nous avons ajouté au bain fondu jusqu'à 0,11 % de lithium. Après solidification progressive, aucun changement de type n'a été observé, par contre les échantillons ainsi préparés présentaient des propriétés électriques et optiques remarquables.

Échantillon	A.	α.	β.	γ.	δ.
Teneur du bain fondu, en milligrammes (Li) par gramme (AlSb)	0	0,02	0,10	0,45	0,84

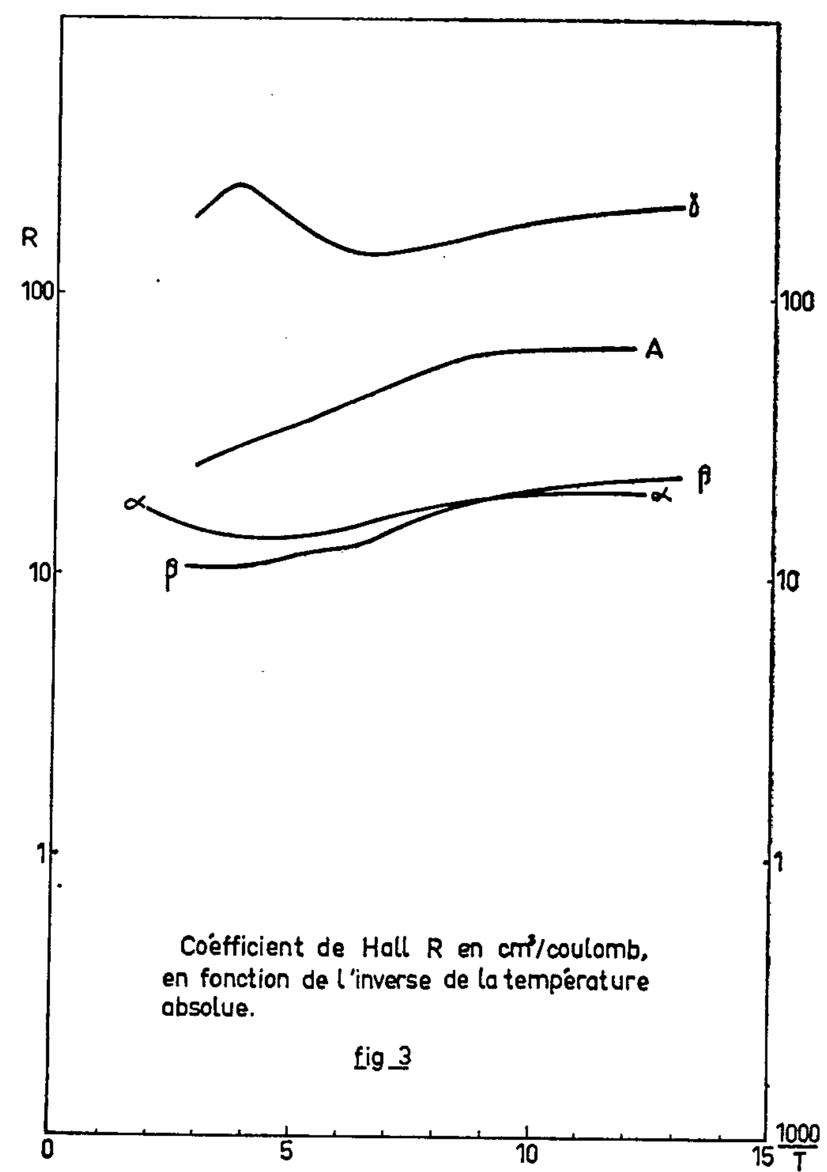
L'échantillon δ n'a pu être mesuré, sa résistivité est de l'ordre de 10^5 Ω cm



Photoconductivité Φ
(en % du maximum de la photoconductivité intrinsèque) en fonction de l'énergie et de la longueur d'onde du rayonnement incident
fig. 1



Résistivité ρ en Ω cm en fonction de l'inverse de la température absolue
fig. 2



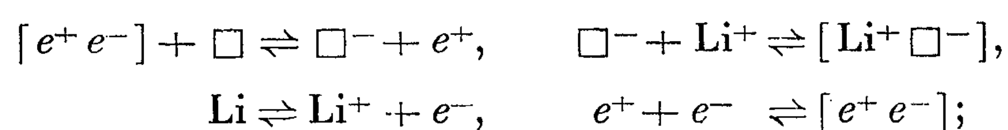
Coefficient de Hall R en cm³/coulomb, en fonction de l'inverse de la température absolue.
fig. 3

à 20°C. Les résultats des mesures sur les échantillons A, α, β et γ sont reproduits dans les figures 1, 2 et 3.

Les échantillons A, α, β, qui contiennent peu ou pas de lithium, ont des propriétés voisines. Entre β et γ on constate une nette modification des propriétés électriques et optiques. Le semi-conducteur se comporte comme s'il contenait moins d'impuretés.

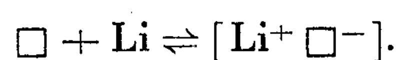
Dans tous ces échantillons, l'étude de la photoconductivité ne montre entre 0,4 et 0,3 μ(0,3 à 3 eV) qu'un seul niveau d'impureté dans la bande interdite. Le lithium n'introduit pas de niveau supplémentaire, par contre on voit diminuer l'intensité de la photoconductivité d'impureté lorsque la proportion de lithium s'accroît.

Conclusions. — Comme Schottky l'a signalé en 1929, sur certains diagrammes binaires de solidification, la composition du solide au maximum du point de fusion peut ne pas coïncider exactement avec le composé stœchiométrique. Nous pensons que le type invariablement P des échantillons non dopés est dû à un tel phénomène. On obtient lors de la solidification un composé de formule $(Al - Sb_{1-\delta})$ ou $(Al_{1+\varepsilon}, Sb)$. On explique facilement l'action du lithium sur Al Sb si l'on admet la première de ces formules, c'est-à-dire dans le réseau cristallin la présence de lacunes qui jouent le rôle d'accepteurs. En effet, un site vacant, électriquement neutre, peut accepter un électron et s'ionise alors négativement. Il devient donc capable d'attirer une particule mobile chargée positivement et de la fixer. Il est raisonnable d'admettre que les ions Li^+ sont aussi très mobiles dans Al Sb et se fixent dans les sites vacants. En plus d'une simple compensation (augmentation de la résistivité), il se produirait un retour, à la neutralité électronique (augmentation de l'effet Hall, diminution de la photoconductivité), par suppression des sites vacants, suivant le schéma où □ désigne une lacune :



$$[e^+ e^-] + \square \rightleftharpoons \square^- + e^+, \qquad \square^- + Li^+ \rightleftharpoons [Li^+ \square^-],$$
$$Li \rightleftharpoons Li^+ + e^-, \qquad e^+ + e^- \rightleftharpoons [e^+ e^-];$$

d'où l'équilibre global :



$$\square + Li \rightleftharpoons [Li^+ \square^-].$$

La solubilité du lithium en position interstitielle doit être très faible puisqu'il est impossible de faire changer par addition de lithium le type P du composé.

Des études sont en cours pour confirmer et étayer cette hypothèse.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) F. Kover, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 648.

(2) Reiss, Fuller et Morin, *Bell Syst. Techn. J.*, 35, 1956, p. 536.

ÉLECTRONIQUE. — *Fluctuations dans les photomultiplicateurs et propriétés statistiques de l'émission secondaire.* Note (*) de M. **Paul Moatti**, présentée par M. Francis Perrin.

On donne certains résultats sur les propriétés statistiques du nombre d'électrons constituant une impulsion de sortie dans un photomultiplicateur lorsque cette impulsion est déclenchée soit par un électron unique soit par un paquet suivant la répartition de Poisson. On indique de plus des résultats relatifs au bruit de fond dans les photomultiplicateurs.

Je vais préciser les relations entre les propriétés statistiques de l'émission secondaire et celles des fluctuations de sortie F dans un photomultiplicateur (P. M.). Je suppose que la collection des électrons est parfaite et je néglige l'effet de charge d'espace.

1. *Cas d'un seul photoélectron.* — 1° Les propriétés statistiques de l'émission secondaire sont définies par la probabilité pour qu'un électron primaire donne n_1 électrons secondaires, celles de F par la probabilité pour que l'impulsion réponse compte n_K électrons (K étant le nombre de dynodes). On a signalé ([1]), ([2]) l'intérêt de l'emploi des fonctions génératrices G liées à ces lois de probabilité; en fait, j'ai préféré utiliser la seconde fonction caractéristique ([3]). Soit, pour fixer les notations, une variable aléatoire quelconque m à valeur entière non négative. E étant l'espérance mathématique, je pose

$$iU(u) = \Psi(u) = \text{Log}\{E[e^{ium}]\} \tag{1}$$

et

$$G(z) = E[z^m]. \tag{2}$$

Le développement de Ψ au voisinage de $u = 0$ donne les semi-invariants $\mu^{(1)}$, $\mu^{(2)}$, ... ([4]), celui de G au voisinage de $z = 1$ donne les $N^{(q)}$ égaux aux espérances mathématiques des produits $n(n-1)\ldots(n-q+1)$. Les q premiers moments s'expriment à partir des q premiers μ (ou des q premiers N). J'appelle n_1 la variable n associée à l'émission secondaire, et n_K celle qui correspond au nombre d'électrons dans l'impulsion de sortie. J'utilise les mêmes indices inférieurs 1 et K pour les fonctions caractéristiques et pour les semi-invariants associés.

2° U donne une relation identique à celle déjà signalée ([1]), ([2]) pour G :

$$U_K = U_1\{U_1[\ldots U_1(u)]\} \quad \text{où U agit K fois.} \tag{3}$$

3° Les q premiers semi-invariants de n_K peuvent s'exprimer à partir des q premiers semi-invariants de n_1 et réciproquement. Je donne ici $\mu_K^{(1)}$, $\mu_K^{(2)}$, $\mu_K^{(3)}$, $\mu_K^{(4)}$, ou plus exactement leurs valeurs asymptotiques pour K grand, compte tenu du fait que le gain moyen par étage, $\mu_1^{(1)}$, est nettement supérieur à 1 (de l'ordre

de 4). Cette approximation est justifiée pour les photomultiplicateurs courants (K de l'ordre de 10).

(4) $$\mu_K^{(1)} = [\mu_1^{(1)}]^K,$$

(5) $$\mu_K^{(2)} = a_1 \mu_1^{(2)} [\mu_1^{(1)}]^{2K-1},$$

(6) $$\mu_K^{(3)} = a_2 A [\mu_1^{(1)}]^{3K-2},$$

(7) $$\mu_K^{(4)} = a_1 a_2 a_3 [B + C + D] [\mu_1^{(1)}]^{4K-3}.$$

Avec

$$a_1[\mu_1^{(1)} - 1] = 1, \qquad a_2\{[\mu_1^{(1)}]^2 - 1\} = 1, \qquad a_3\{[\mu_1^{(1)}]^3 - 1\} = 1,$$
$$A = 3a_1[\mu_1^{(2)}]^2 + \mu_1^{(1)}\mu_1^{(3)}, \qquad a_1 a_2 B = [\mu_1^{(1)}]^2 \mu_1^{(4)},$$
$$a_1 C = 2\,\mu_1^{(1)}\mu_1^{(2)}\mu_1^{(3)}[3\,\mu_1^{(1)} + 5], \qquad D = 3[\mu_1^{(2)}]^3[\mu_1^{(1)} + 5].$$

Les résultats relatifs aux deux premiers ordres sont classiques.

2. *Cas d'un paquet de δ photoélectrons suivant la répartition de Poisson* $[E(\delta)=\theta]$. — 1° Je conserve les notations du cas 1 et j'utilise des symboles soulignés pour le cas actuel. On a alors

(8) $$\underline{\Psi}_K = \theta\{E[e^{iun_K}] - 1\}$$

et

(9) $$\underline{\mu}_K^{(q)} = \theta E[n_K^q]$$

2° Voici les expressions asymptotiques de $\underline{\mu}_K(^1) \ldots \underline{\mu}_K(^4)$:

(10) $$\underline{\mu}_K^{(1)} = \theta[\mu_1^{(1)}]^K,$$

(11) $$\underline{\mu}_K^{(2)} = \theta[\mu_1^{(1)}]^{2K-1}[\mu_1^{(1)} + a_1\mu_1^{(2)}],$$

(12) $$\underline{\mu}_K^{(3)} = \theta[\mu_1^{(1)}]^{3K-2}\{[\mu_1^{(1)}]^2 + 3a_1\mu_1^{(1)}\mu_1^{(2)} + a_2 A\},$$

(13) $$\underline{\mu}_K^{(4)} = \theta[\mu_1^{(1)}]^{4K-3}\{[\mu_1^{(1)}]^3 + 3a_1[2E + a_1 F] + 4a_2\mu_1^{(1)}A + a_1 a_2 a_3[B + C + D]\}.$$

En posant

$$E = [\mu_1^{(1)}]^2 \mu_1^{(2)}, \qquad F = \mu_1^{(1)}[\mu_1^{(2)}]^2.$$

3. *Bruit de fond des photomultiplicateurs.* — Le signal est maintenant une suite de photoélectrons répartis dans le temps t suivant une distribution de Poisson uniforme [([5]), p. 130)], de densité $\rho = I_p/e$ (I_p = courant de cathode; e = charge de l'électron). On sait ([6]) que l'étude du courant de sortie (valeur moyenne et densité spectrale) fournit $E[n_K]$ et $E[n_K^2]$. Supposons maintenant qu'un amplificateur linéaire de réponse percussionnelle $R(t)$, ne passant pas la composante continue, transforme le courant de sortie du P. M. $I_s(t)$ en $I_a(t)$, lui-même détecté quadratiquement, ce qui donne $y(t) = I_a^2(t)$. Soient $C_a(\tau)$ et $C_y(\tau)$ les fonctions de corrélation de $I_a - E[I_a]$ et de $y - E[y]$; on a alors

(14) $$C_a(\tau) = e I_p E[n_K^2] \int_{-\infty}^{+\infty} R(t) R(t-\tau)\,dt \qquad \text{et} \qquad E[y] = C_a(0),$$

(15) $$C_y(\tau) = 2C_a^2(\tau) + I_p e^3 E[n_K^4] \int_{-\infty}^{+\infty} R^2(t) R^2(t-\tau)\,dt.$$

L'étude expérimentale du spectre de $y(t)$ peut donc, si I_p est assez petit et R assez amorti pour qu'on puisse voir des écarts notables par rapport à l'approximation laplacienne [([5]), p. 161), nous permettre d'atteindre $E[n_K^4]$.

4. Les résultats précédents peuvent fournir soit des informations sur les fluctuations à la sortie du P. M. à partir des propriétés statistiques de l'émission secondaire, soit des informations sur l'émission secondaire à partir de résultats expérimentaux relatifs aux fluctuations à la sortie du photomultiplicateur.

(*) Séance du 18 mars 1957.

([1]) F. Seitz et D. W. Mueller, *Phys. Rev.*, 78, 1950, p. 605.

([2]) P. Maignan, D. Blanc et J. F. Detœuf, *J. Phys. Rad.*, 13, 1952, p. 61.

([3]) R. Fortet, *Calcul des probabilités*, C.N.R.S. Paris, 1950, p. 71.

([4]) B. V. Gnedenko et A. N. Kolmogorov, *Limit distributions for sums of independent random variables*, Addison-Wesley, 1954, p, 64.

([5]) A. Blanc-Lapierre et R. Fortet, *Théorie des fonctions aléatoires*, Masson, Paris, 1953.

([6]) A. Blanc-Lapierre, G. Goudet et P. Lapostolle, *Électronique générale*, Eyrolles, Paris, 1953, p. 217.

DÉCHARGE DANS LES GAZ. — *Sur la mesure des densités ioniques à l'aide de sondes perforées dans les décharges électriques en haute fréquence.* Note de M. **Alexandre Pozwolski**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans un précédent article ([1]), il a été montré l'analogie qui existe entre les sources d'ions et les sondes.

On a repris ce travail en faisant une analyse systématique de l'influence de la pression p sur le débit ionique I^+ et le débit électronique I^-, dans une source d'ions en haute fréquence.

Le fonctionnement de cette source est basé sur la diffusion désordonnée des porteurs de charge au travers d'un trou pratiqué dans un mince diaphragme d'argent. Ainsi au cours de la traversée du diaphragme les chocs intermoléculaires sont rares et il n'y a pratiquement pas de recombinaison.

Le collecteur d'ions est une électrode creuse formant cage de Faraday, dont le potentiel est tel que le courant recueilli corresponde à la saturation. La pression dans le tube à décharge est mesurée à la jauge de Pirani.

Dans les conditions opératoires précitées, les courbes $I^+ = f(p)$ et $I^- = f(p)$ sont données par la figure 1, relative à une décharge dans l'hydrogène.

Ces courbes passent toutes les deux par un maximum. On observe qu'à droite de ce maximum, les deux courants sont sensiblement proportionnels et presque indépendants de la pression.

Le débit gazeux étant proportionnel à la pression, cela signifie que le pourcentage des particules ionisées parmi les molécules neutres est inversement proportionnel à la pression, ou encore, que le nombre d'ions par unité de volume reste constant.

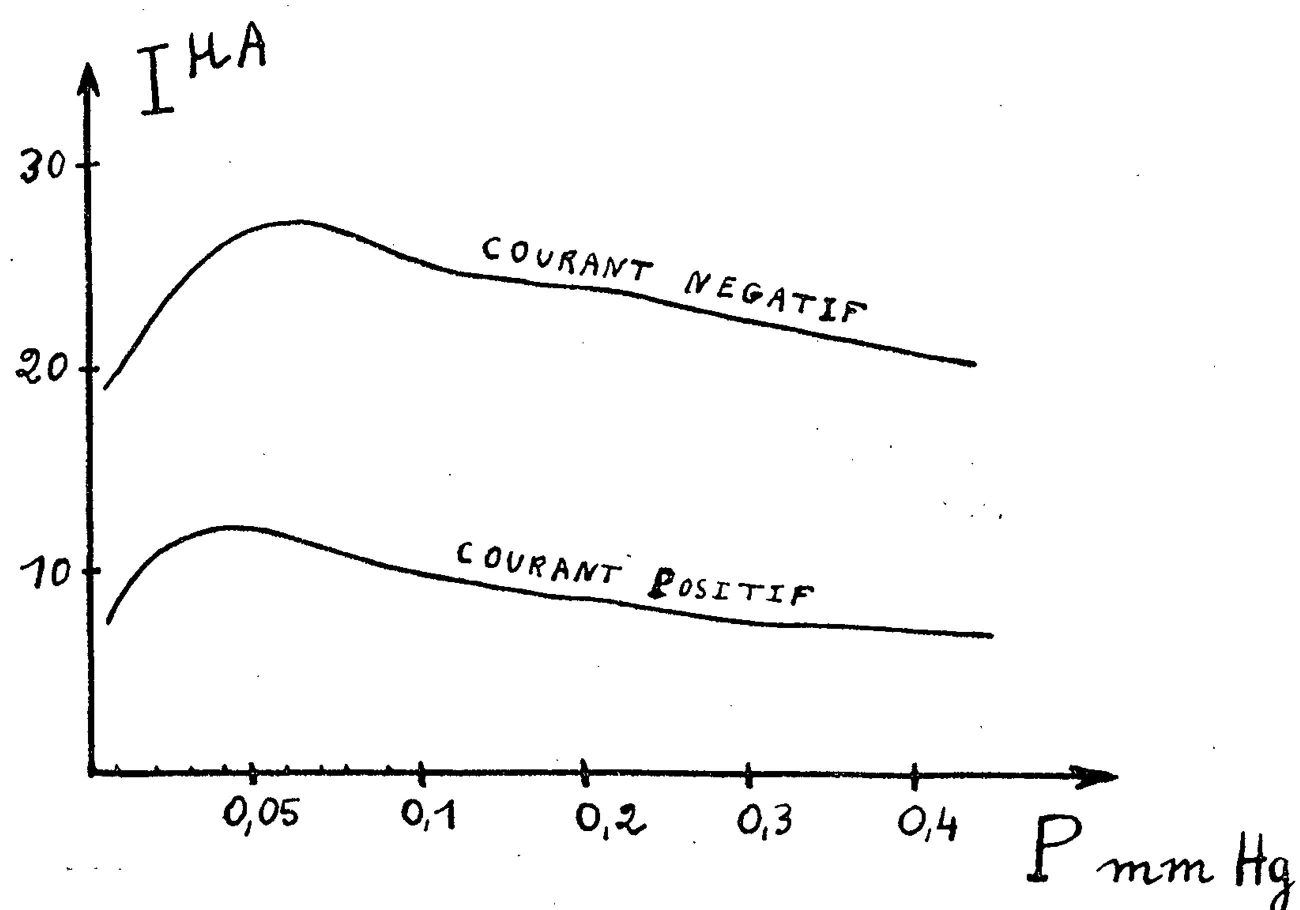


Fig. 1.

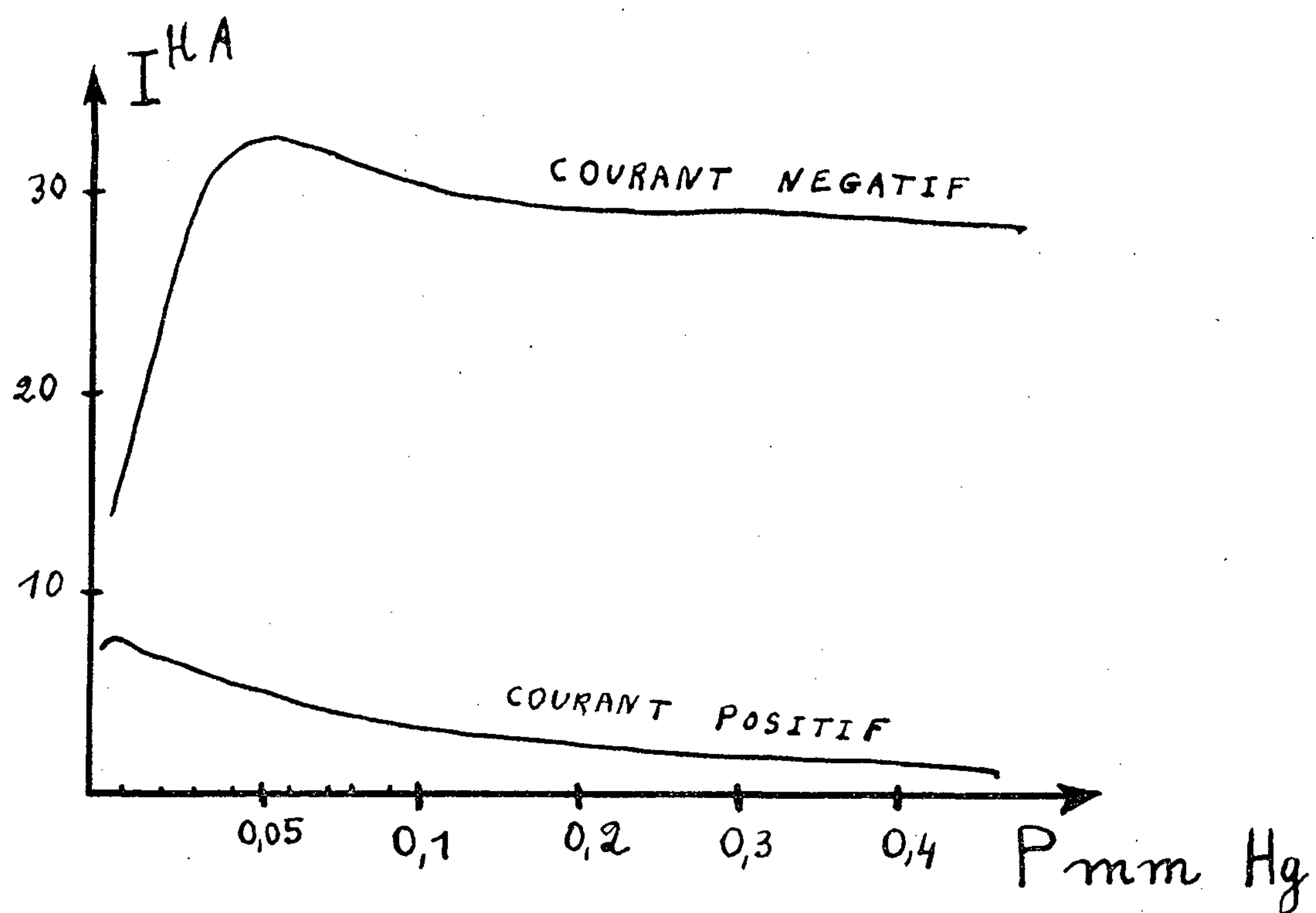


Fig. 2.

En opérant dans l'argon, on a obtenu les deux courbes de la figure 2, qui, tout en présentant des caractéristiques analogues à celles observées dans l'hydrogène, en diffèrent par un rapport I^-/I^+ supérieur.

Cela traduit l'absence d'ions négatifs dans l'argon, d'où une plus grande proportion d'électrons libres.

Au contraire, aux basses pressions, c'est avec l'hydrogène que le rapport I^-/I^+ est le plus élevé, car la probabilité de formation d'ions négatifs devient trop faible.

En se plaçant dans un domaine de pression tel que l'effusion gazeuse à travers le trou du diaphragme soit purement moléculaire, il est possible de calculer la densité ionique. Ainsi, dans l'hydrogène à la pression de 5.10^{-3} mm de Hg, on trouve, pour un trou de rayon $r = 0,5$ mm, un débit de $6,2.10^{16}$ mol/s (loi de Graham). Le nombre d'ions correspondant au courant observé est 5.10^{13}, ce qui correspond à un pourcentage d'ions d'environ 0,1 %.

(1) F. Bertein et A. Pozwolski, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2517.

SPECTROSCOPIE. — *Formation de molécules H_2^+ au cours du déclin du plasma dans l'hydrogène ionisé.* Note (*) de M^me **Renée Herman**, MM. **Schame Weniger** et **Louis Herman**, présentée par M. André Danjon.

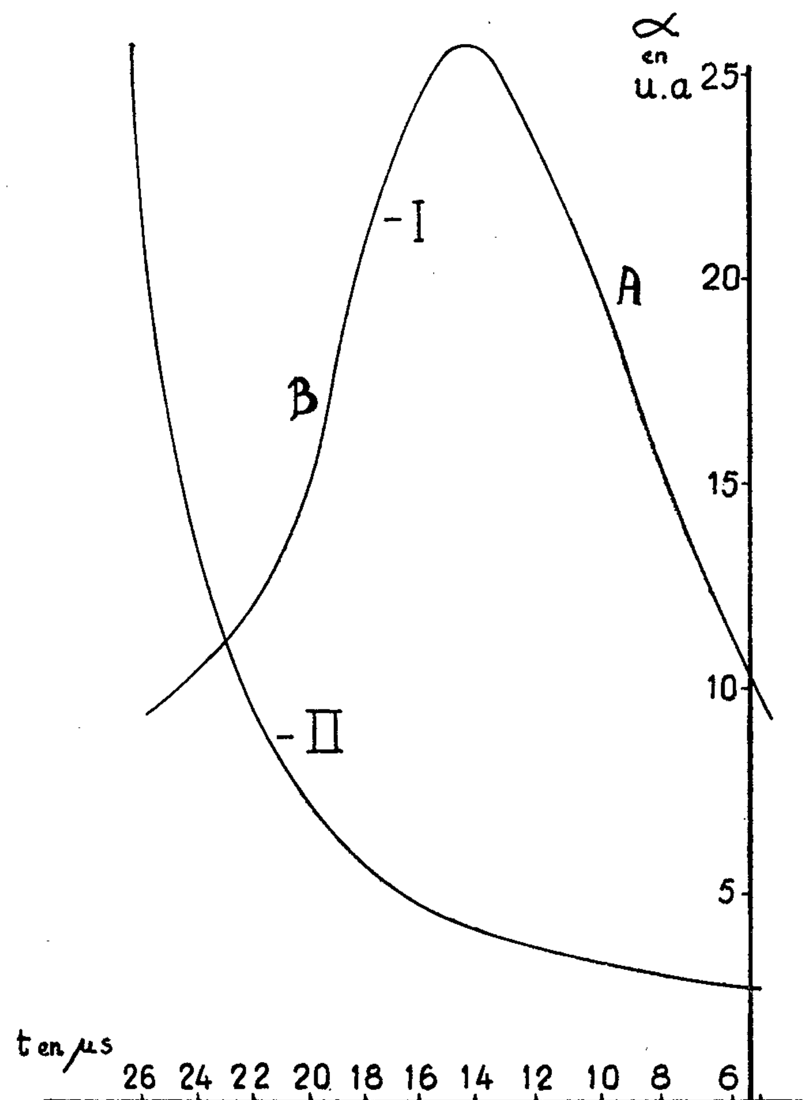
Discussion des résultats expérimentaux obtenus précédemment dans l'étude des plasma dans l'hydrogène ionisé. La décroissance anomalement rapide du coefficient de recombinaison radiative apparent de l'ion H^+ résulterait de la formation de molécules ionisées H_2^+, à partir de H(1s) et H^+. La contribution de la recombinaison dissociative et du processus de capture des électrons par les atomes H(1s) serait négligeable.

Dans une Note précédente, nous avons donné quelques résultats expérimentaux obtenus en étudiant le comportement d'un plasma dans de l'hydrogène, ionisé par une décharge électrique (1). La mesure simultanée de l'intensité totale de la raie H_β et de la concentration ionique permet de mettre en évidence l'existence d'un processus de recombinaison ionique autre que celui de la recombinaison radiative. En effet, le coefficient de recombinaison radiative est défini par l'expression $b\,J(\nu, T)/h\nu = J'(\nu, T)/h\nu = \alpha_1(\nu, T)\,N_+N_e$, où $J'(\nu, T)/h\nu$ est le nombre de quanta émis par unité de volume et par unité de temps par un gaz contenant N_+ ions H^+ et N_e électrons par centimètre cube. La constante b tient compte des dimensions géométriques de la source. La courbe I de la figure ci-contre montre la variation en fonction du temps t de

$$\alpha_2(\nu, T) \doteq \frac{J(\nu, T)}{N_g^2},$$

où N_g est la concentration électronique globale déduite de la largeur de la raie H_β et, $J(\nu, T)$, l'intensité relative intégrée de cette raie. L'accroissement de $\alpha_2(\nu, T)$ avec le temps, constaté dans la partie A de la courbe I, vient manifestement du refroidissement du gaz et des électrons.

Dans le cas d'une recombinaison radiative pure, $\alpha_1(\nu, T)$ varie comme $T^{-1/2}$ pour les niveaux électroniques inférieurs, lorsque l'énergie cinétique des électrons n'est pas trop grande. Au début de la phosphorescence, la température est élevée et le gaz est composé presque exclusivement d'atomes H(1s) et d'ions H^+. La disparition des électrons est due, essentiellement, à leur capture par les ions H^+ et l'on a $N_g = N_+ = N_e$ et, par suite, $\alpha_2(\nu, T) = \alpha_1(\nu, T)$.



Courbe I. — Variation du coefficient apparent de recombinaison radiative $\alpha = \alpha_2(4861, T) = J(4861, T)/N_g^2$.
Courbe II. — Variation du coefficient de recombinaison total $\alpha = \alpha_g(T) = d(1/N_g)/dt$,
où N_g est la concentration en ions positifs.

Dans la partie B de la courbe I, la température du plasma est déjà moins élevée et le coefficient de recombinaison devrait tendre vers une valeur limite, $\alpha(\nu, 300)$, correspondant à la température ambiante. On voit qu'il n'en est rien et que le coefficient de recombinaison apparent observé diminue rapidement.

A partir des valeurs de la concentration ionique globale N_g, nous avons calculé un coefficient de recombinaison apparent $\alpha_g(T)$, défini par : $\alpha_g(T) = d(1/N_g)/dt$. La courbe II de la figure montre que $\alpha_g(T)$ augmente avec le temps t, contrairement à $\alpha_2(\nu, T)$ (courbe I). Ceci indique nettement qu'à la fin de la phosphorescence, l'élargissement des raies H est causé, en partie, par les ions H^+ et, en partie, par d'autres ions positifs n'intervenant pas dans l'émission de H_β. Ces données expérimentales montrent l'existence d'un second processus entraînant la réduction de la concentration des ions H^+ ou des électrons.

En dehors de la recombinaison radiative, on peut citer, parmi les processus susceptibles de réduire la concentration des électrons ou des ions : la capture des électrons par les atomes $H(1s)$ avec formation d'ions négatifs, la formation d'ions moléculaires $H_2^+(X\,^2\Sigma_g^+)$ et la recombinaison dite « dissociative » de ces ions moléculaires. La recombinaison radiative de la molécule $H_2^+(X\,^2\Sigma_g^+)$ ne peut modifier sensiblement le taux de disparition des électrons.

Formation d'ions H^-. — Il est facile de montrer que la formation des ions négatifs ne peut apporter de contribution importante, ni à la disparition des électrons, ni à l'émission du fond continu sousjacent. Nous avons utilisé les valeurs des sections efficaces d'absorption des ions H^- données par S. Chandrasekhar (2) pour calculer les coefficients de capture α_- des électrons par les atomes normaux $H(1s)$, à l'aide de la relation de Milne. α_- varie de 10^{-15} à $1,3.10^{-14}$ cm^3.s^{-1} lorsque la température décroît de 10^4 à 300° K alors que le coefficient de recombinaison radiative $\alpha_1(\nu, T)$ varie entre 4.10^{-12} et 7.10^{-13} cm^3.s^{-1}, pour le même intervalle de températures. Les concentrations en atomes $H(1s)$ et ions H^+ ont été déterminées à l'aide de la loi d'action de masse, appliquée aux molécules $H_2(X\,^1\Sigma_g^+)$ et $H_2^+(X\,^2\Sigma_g^+)$.

A l'aide de ces données, on trouve que la contribution des ions négatifs diminue rapidement avec la température et reste inférieure à 10 % pour une température de 10^4 °K. On peut montrer de même que l'émission continue au voisinage de H_β, par exemple, ne peut être attribuée à H^-.

Formation de H_2^+. — Nous admettrons que la loi de Saha pour l'ionisation n'est pas utilisable dans nos conditions expérimentales et nous supposerons que les concentrations relatives de H_2, H_2^+, H et H^+ sont déterminées par les lois de la dissociation thermique. Entre 800 et 450°K, la presque totalité des ions atomiques se transforme en ions moléculaires. Pour pouvoir comparer ces données à nos résultats expérimentaux, nous avons admis, pour le refroidissement du plasma, la relation suivante entre la température T et le temps t, $T - T_1 = T_0(e^{-(t-t_0)/\zeta} + e^{-(t-t_0)/2\zeta})$, où T_0 et t_0 sont déterminés par les conditions initiales et $T_1 = 300$°K est la température ambiante. Pour déterminer la constante ζ, nous avons utilisé la partie ascendante A de la courbe I, pour laquelle on peut admettre $\alpha(\nu, T) \sim T^{-1/2}$. Avec la valeur $\zeta = 2,3.10^{-6}$ s ainsi trouvée, la température varie de 800 à 450°K entre 16,5 et 21 µs, ce qui correspond effectivement à la partie descendante B de la courbe I.

Conclusion. — Les résultats ci-dessus montrent que l'on doit chercher dans le processus de formation des ions moléculaires l'origine de la décroissance rapide, entre 15 et 25 µs, de la concentration des ions H^+ dans le plasma de l'hydrogène ionisé.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) R. Herman, S. Weniger et L. Herman, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1179.

(2) S. Chandrasekhar et F. H. Breen, *Astrophys. J.*, **104**, 1946, p. 430; S. Chandrasekhar et G. Münch, *Ibid.*, **104**, 1946, p. 446.

SPECTROSCOPIE. — *Champ en retour et déplacement de la fréquence de vibration d'une molécule polaire dans un milieu non polaire.* Note (*) de MM. **Louis Galatry** et **Friedrich G. Schuller**, transmise par M. Eugène Darmois.

Le calcul habituel du champ en retour d'une molécule polaire située au centre d'une cavité sphérique creusée dans un diélectrique homogène est élargi en tenant compte de la structure discontinue du diélectrique. Ce calcul trouve une application immédiate dans l'estimation des déplacements des fréquences de vibration suivant la méthode de Bauer et Magat. Cas de l'oscillateur ClH dissous dans des solvants non polaires.

A. *Champ en retour* $\vec{E}$. — Soit $\vec{e}$ le vecteur unitaire porté par l'axe de la molécule polaire (supposée diatomique), p la valeur du moment permanent de cette molécule, ε la constante diélectrique du solvant et a le rayon de la cavité sphérique contenant la molécule polaire. Le calcul habituel donne alors [1].

$$\vec{E}.e = \frac{2}{a^3}\,\frac{\varepsilon - 1}{2\varepsilon + 1}p. \tag{1}$$

Considérons maintenant le solvant comme formé par N molécules *non polaires* (1, 2, ..., N) occupant un volume V et dont l'ensemble des coordonnées est représenté par τ. La valeur moyenne du champ en retour est alors

$$\overline{\vec{E}.\vec{e}} = \frac{\int E(p,\tau)\,\vec{e}\,e^{-\frac{\mathcal{U}(p,\tau)}{kT}}\,d\tau}{\int e^{-\frac{\mathcal{U}(p,\tau)}{kT}}\,d\tau} \tag{2}$$

où $\mathcal{U}(p,\tau) = V(\tau) - (1/2)p\vec{E}.\vec{e}$ (énergie potentielle des forces intermoléculaires plus énergie potentielle due aux dipôles induits par la molécule polaire dans les molécules non polaires). Nous développerons (2) au moyen de la formule de Taylor jusqu'au 3^e ordre en p. Ceci donne

$$\overline{\vec{E}.\vec{e}} = p\left\langle \frac{\partial\vec{E}}{\partial p}\vec{e}\right\rangle + \frac{p^3}{2kT}\left[\left\langle\left(\frac{\partial\vec{E}}{\partial p}\vec{e}\right)^2\right\rangle - \left\langle\frac{\partial\vec{E}}{\partial p}\vec{e}\right\rangle^2\right]. \tag{3}$$

Dans cette expression les crochets signifient la moyenne statistique des termes qu'ils contiennent, prise pour $p = 0$ [2]. On posera alors

$$\vec{E}(p,\tau) = \sum_{i=1}^{N}\left(-T_{0i}\,\vec{m}_i(p,\tau)\right),$$

où $\vec{m}_i(p,\tau)$ est le moment, supposé ponctuel, porté par la $i^{\text{ème}}$ molécule non polaire et T_{0i} l'opérateur faisant passer de ce moment au champ qu'il produit

au centre de la molécule polaire. D'où, pour le premier terme de (3) :

$$p\left\langle \frac{\partial \vec{E}}{\partial p}\vec{e}\right\rangle = p\,\frac{\displaystyle\int \sum_{i=1}^{N} \vec{e}\left[-T_{0i}\left(\frac{\partial \vec{m}_i}{\partial p}\right)_{p=0}\right] e^{-\frac{V(1,2,\ldots,N)}{kT}}\, d\tau_1\ldots d\tau_N}{\displaystyle\int e^{-\frac{V(1,2,\ldots,N)}{kT}}\, d\tau_1\ldots d\tau_N}$$

$$= p\,\frac{N}{V}\int \vec{e}\left(-T_{01}\left\langle \frac{\partial \vec{m}_1}{\partial p}\right\rangle_1\right) e^{-\frac{W(1)}{kT}}\, d\tau_1.$$

Le facteur

$$\frac{e^{-\frac{W(1)}{kT}}}{V} = \frac{\displaystyle\int e^{-\frac{V(1,2,\ldots,N)}{kT}}\, d\tau_2\ldots d\tau_N}{\displaystyle\int e^{-\frac{V(1,2,\ldots,N)}{kT}}\, d\tau_1\, d\tau_2\ldots d\tau_N}$$

définit, d'après Kirkwood ([4]), le potentiel $W(1)$ de la force moyenne agissant sur une molécule non polaire en présence de toutes les autres molécules. Par ailleurs $\langle\ \rangle_1$ est la moyenne statistique pour $p = 0$ prise sur les coordonnées de toutes les molécules, sauf celles de la molécule 1. On introduit alors la polarisation $\vec{P}(1) = (N/V)\overline{\vec{m}_1}$, qui vérifie la relation

$$\left(\frac{\partial \vec{P}}{\partial p}\right)_{p=0} = \frac{N}{V}\left\langle \frac{\partial \vec{m}_1}{\partial p}\right\rangle_1.$$

Dans les calculs, on supposera

$$\vec{P}(1) = -\frac{3}{4\pi}\,\frac{\varepsilon-1}{2\varepsilon+1}\,p\,\operatorname{grad}\left(\frac{\cos\theta}{r^2}\right),$$

où ε est la constante diélectrique *expérimentale* (θ et r sont les coordonnées par rapport à la molécule polaire). Dans un modèle où la molécule polaire est une sphère rigide de rayon a et les molécules perturbatrices des dipôles ponctuels, on obtient finalement, en effectuant les intégrations

$$p\left\langle \frac{\partial \vec{E}}{\partial p}\vec{e}\right\rangle = \frac{2}{a^3}\,\frac{\varepsilon-1}{2\varepsilon+1}\,p.$$

Ceci est précisément identique à l'expression (1).

De la même façon, le second terme de (2) s'écrit

$$\frac{p^3}{2kT}\,\frac{V}{N}\int \vec{e}\left(-T_{01}\left(\frac{\partial \vec{P}(1)}{\partial p}\right)_{p=0}\right)^2 d\tau_1 = \frac{3}{5\pi}\,\frac{1}{a^9}\,\frac{V}{N}\left(\frac{\varepsilon-1}{2\varepsilon+1}\right)^2\frac{p^3}{kT},$$

d'où l'expression finale du champ en retour moyen :

$$\overline{\vec{E}.\vec{e}} = \frac{2}{a^3}\,\frac{\varepsilon-1}{2\varepsilon+1}\,p + \frac{3}{5\pi}\,\frac{1}{a^9}\,\frac{1}{n}\left(\frac{\varepsilon-1}{2\varepsilon+1}\right)^2\frac{p^3}{kT} \tag{4}$$

($n = N/V$ est le nombre de molécules non polaires par unité de volume).

B. L'introduction du champ moyen (4), écrit sous la forme $E = \lambda p + \delta p^3$, dans le calcul de Bauer et Magat ([1]) du déplacement relatif $\Delta\nu/\nu_0$ des fréquences de vibration donne, en utilisant les mêmes notations que dans la référence ([1]),

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{e'}{8\pi^2\nu_0^2 m}[e'(\lambda p + 3\delta p^3) + \gamma(\lambda p + \delta p^3)]. \tag{5}$$

C. *Application à l'oscillateur* ClH ($e' = 0{,}847.10^{-10}$ C. G. S.; $m = 1{,}62.10^{-24}$ g; $\gamma = 3{,}8.10^8$ cm^{-1}). — Nous avons appliqué la formule (5) pour calculer le rayon a_1 à partir des données expérimentales de M^lle^ Josien et Sourisseau ([5]). Utilisant comme solvant non polaire CCl_4 et C_6H_6. Le tableau suivant donne de plus le rayon a_2 calculé sans tenir compte du deuxième terme de (3). a'_1 est la valeur corespondant à a_1 calculée en remplaçant p par

$$\frac{p}{1 - \frac{2(\varepsilon - 1)}{2\varepsilon + 1}\frac{\alpha}{a^3}},$$

ce qui tient compte grossièrement de la polarisabilité α de la molécule polaire.

soluté.	solvant.	$\frac{\Delta\nu}{\nu_0}10^4$ ([5]).	a_2(Å).	a_1(Å).	a'_1(Å).	$\frac{\sigma_{ClH}}{2}$(Å)([6]).
ClH	CCl_4	190	1,01	1,77	1,87	1,65
ClH	C_6H_6	471	0,75	1,57	1,71	1,65

On voit que les valeurs calculées a_1 et a'_1 pour le rayon de la sphère rigide qui, dans notre modèle, remplace la molécule ClH, sont voisines de la valeur $\sigma_{ClH}/2$ du paramètre du potentiel de Lennard-Jones qui donne approximativement le rayon de cette molécule. La comparaison de a_1 et a_2 montre aussi que dans ce modèle, le deuxième terme de (3), qui permet d'inclure dans la valeur moyenne du champ en retour l'influence du potentiel d'interaction dipôle-dipôle induit, peut avoir une contribution importante.

(*) Séance du 18 mars 1957.

([1]) E. BAUER et M. MAGAT, *J. Phys. Rad.*, 9, 1938, p. 319.

([2]) Un développement du même type, limité à un seul terme, a été utilisé par Buckingham et Pople ([3]).

([3]) A. D. BUCKINGHAM et J. A. POPLE, *Trans. Faraday Soc.*, 51, 1955, p. 1029.

([4]) *J. Chem. Phys.*, 4, 1936, p. 592.

([5]) *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1955, p. 178.

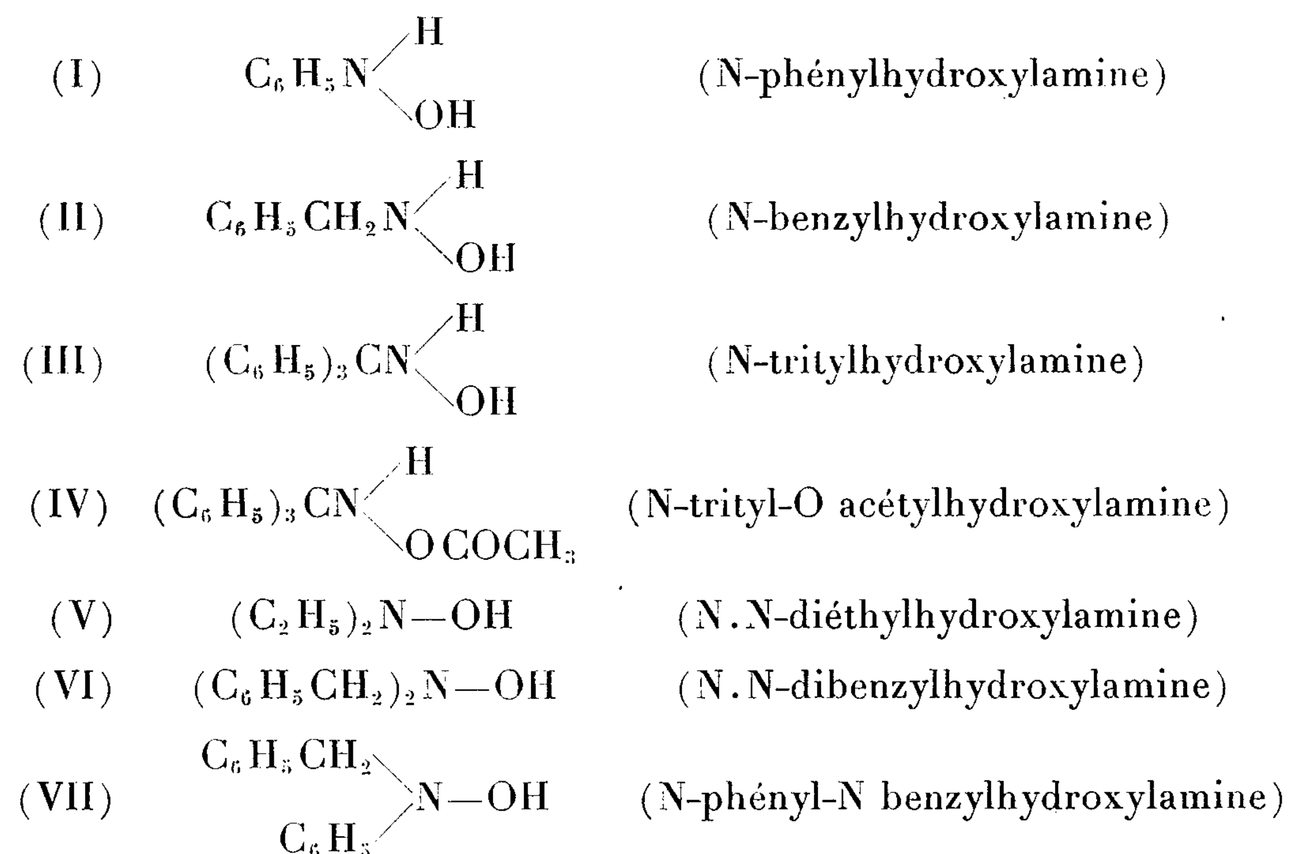
([6]) J. O. HIRSCHFELDER, C. F. CURTISS et R. B. BIRD, *Molecular Theory of Liquids and Gases*, 1954, p. 1110.

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Spectres d'absorption de quelques hydroxylamines entre* 600 *et* 4 000 cm^{-1}. Note (*) de MM. **AURELIO MUNOZ, FERDINAND MATHIS** et M^me^ **RAYMONDE MATHIS-NOËL**, transmise par M. Jean Cabannes.

L'hydroxylamine a fait l'objet d'études en effet Raman ([1]), ([2]) et en absorption infrarouge ([3]), ([4]). On a montré ainsi ([3]) que la molécule d'hy-

droxylamine admet la symétrie C_{2v} et non C_{3v}, ce qui est compatible avec la structure NH_2—OH et non avec la structure oxyde d'ammoniac $NH_3 \rightarrow O$.

Nous avons étudié quelques hydroxylamines N-monosubstituées ou « primaires » (R—NHOH) et N-disubstituées (R R′ NOH) ainsi que le dérivé acétylé (IV) de la tritylhydroxylamine ([5]).



Les spectres ont été enregistrés au moyen d'un spectrographe Perkin Elmer, modèle 112, à prisme de sel. Le pouvoir de résolution dans la région de 3 000 cm^{-1} est médiocre, mais suffisant, cependant, pour permettre d'identifier les bandes d'absorption dues aux groupements OH et NH.

Hydroxylamines primaires. — Les composés (I), (II) et (III) présentent :

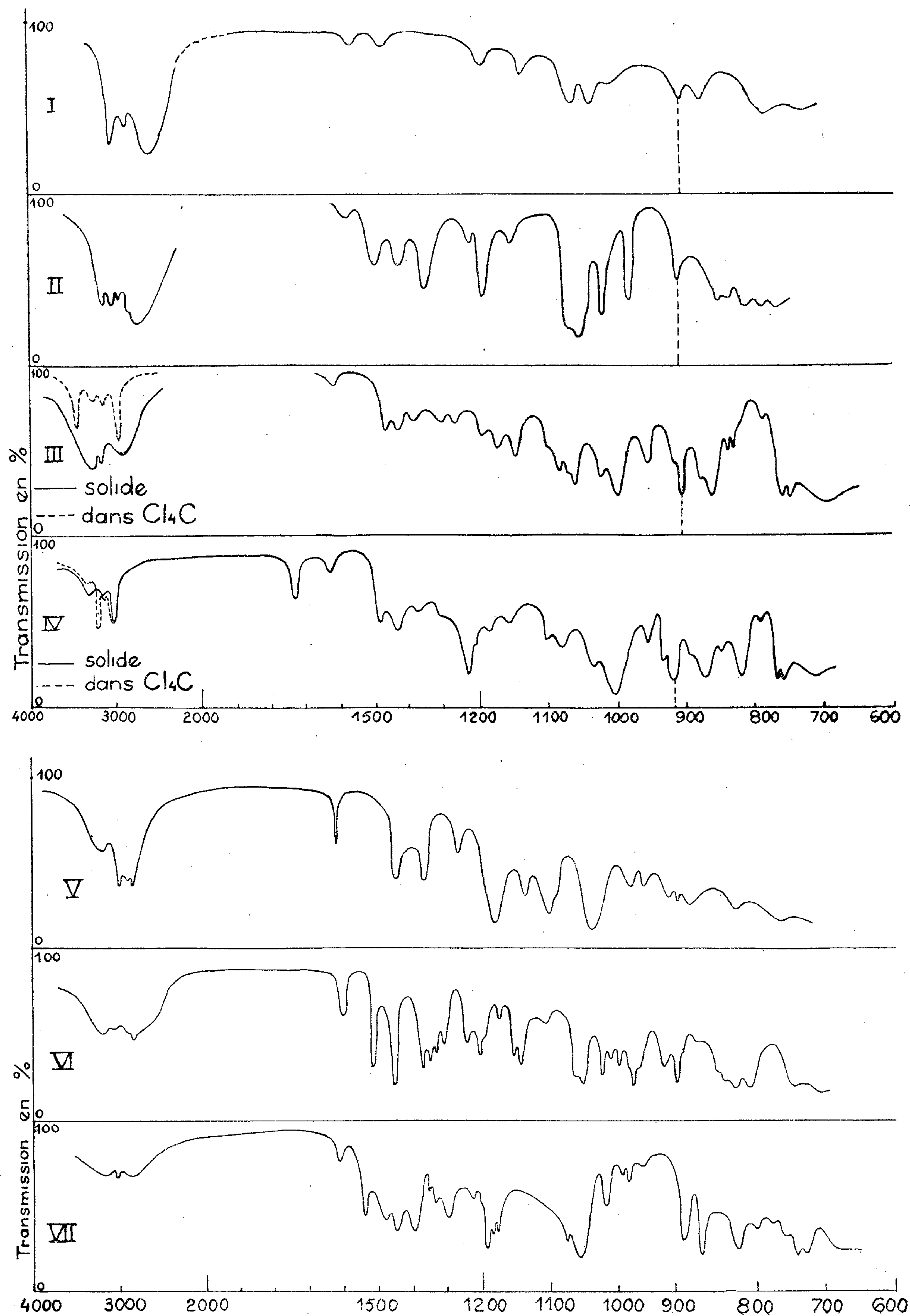
1° Une bande fine vers 3 200 cm^{-1} attribuée à la vibration de valence du groupement NH [3 173 cm^{-1} dans l'hydroxylamine ([3])].

2° Un groupe de bandes larges correspondant vraisemblablement à des liaisons hydrogène du type OH---O, OH---N, sur le fond desquelles se détachent les bandes dues aux groupements CH aromatiques ou aliphatiques, et la bande du groupement NH elle-même.

Dans le cas de la tritylhydroxylamine (III), cette dernière bande n'apparaît que faiblement sur une forte et large bande due à un groupement associé. Lorsqu'on dissout le produit dans le tétrachlorure de carbone celle-ci disparaît et il apparaît une bande vers 3 500 cm^{-1} (OH libre), une bande vers 3 020 m^{-1} (CH aromatique) et deux bandes vers 3 200 et 3 300 cm^{-1} dues vraisemblablement toutes deux aux groupements NH.

3° Une bande vers 920 cm^{-1} qui paraît due à la vibration de valence du groupement NO; cette bande est à 918 cm^{-1} dans (I), à 910 cm^{-1} dans (II) et 910 cm^{-1} dans (III) [912 cm^{-1} dans NH_2—OH ([3])].

Hydroxylamines secondaires. — Les spectres des composés (V), (VI) et (VII) présentent dans la région de 3 μ de fortes bandes dues aux groupements OH



associés, et sur lesquelles s'inscrivent les bandes dues aux groupements CH aromatiques ou aliphatiques. On observe d'autre part à 915 cm^{-1} une bande fine et intense qu'on peut attribuer à la vibration de valence N—O.

Acétyl-tritylhydroxylamines. — L'action de l'anhydride acétique sur la tritylhydroxylamine conduit au composé (IV) dont le spectre ne montre pas de bande OH associée. La solution de ce corps dans le tétrachlorure de carbone ne montre pas de bande due à un oxhydryle libre. Le spectre du solide montre la bande caractéristique du groupement CH aromatique et deux bandes dues, sans doute, à un groupement NH associé. Dans le spectre de la solution dans le tétrachlorure de carbone ces deux bandes s'atténuent beaucoup et apparaît à 3 200 cm^{-1} la bande fine généralement attribuée au groupement NH libre.

L'acétylation de la tritylhydroxylamine se fait donc dans l'oxhydrile comme pour un acide hydroxamique ([6]) et non pas sur l'azote. L'ester ne colore d'ailleurs pas le chlorure ferrique. On observe, par ailleurs, dans le spectre de (IV) une bande 1 720 cm^{-1} (C=O) et deux bandes à 910 et 915 cm^{-1} dont l'une doit être due à la vibration de valence N—O.

(*) Séance du 11 mars 1957.

([1]) L. Médard, *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 421.

([2]) H. J. Bernstein et W. Martin, *Trans. Roy. Soc. Canada*, 3, n° 31, 1937, p. 95.

([3]) R. F. Nichtingale et F. L. Wagner, *J. Chem. Phys.*, 22, n° 2, 1954, p. 203.

([4]) P. Giguere et D. Liu, *Canad. J. Chem.*, 30, 1952, p. 948.

([5]) Pour la préparation, *voir :* (I) *Organic Synthèses*; (II) *Neubauer Ann.*, 298, 1890, p. 200; (III) *Mothwurf Ber.*, 37, 1904, p. 3153; (IV) *Ibid.*; (V) A. C. Cope, T. T. Foster et P. H. Towle, *J. Amer. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 3929; (VI) Jones et Sneed, *J. Amer. Chem. Soc.*, 39, p. 674-679; (VII) Gustav E. Utzinger, *Ann.*, 556, 1944, p. 50-64.

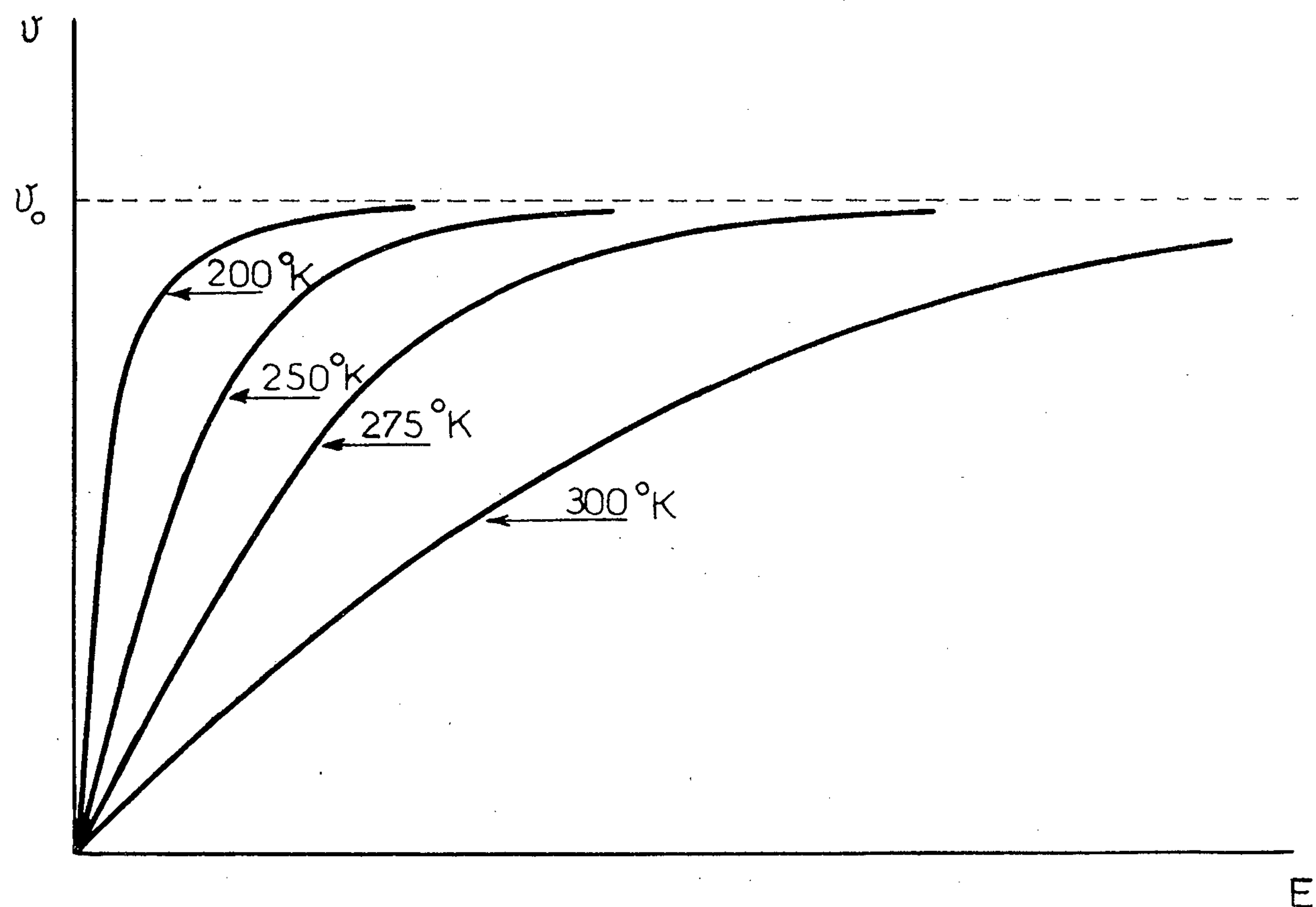
([6]) F. Mathis, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 505.

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Influence de la température sur la hauteur de la barrière de potentiel des photopiles au sélénium.* Note de M. **Georges Blet**, transmise par M. Louis Néel.

Nous avons étudié la force électromotrice à vide d'une photopile au sélénium aux basses températures dans le but de rechercher les variations éventuelles de la hauteur de la barrière de potentiel avec la température.

En effet, soit $v = f(E)$ la relation liant la force électromotrice à vide à l'éclairement, on peut aisément montrer que cette courbe a une asymptote v_0 égale précisément à la hauteur de la barrière de potentiel. Habituellement, il suffit d'employer un éclairement très élevé pour avoir une valeur approchée de v_0. Malheureusement avec l'appareillage d'étude aux basses températures, le monochromateur ne permet que l'envoi de très peu de lumière au fond du tube

laboratoire. Dans ces conditions, il faut pouvoir extrapoler jusqu'à l'asymptote la fonction $v = f(E)$ déterminée seulement par quelques points au voisinage de l'origine. A la température ambiante, les fonctions classiques du type exponentiel que l'on trouve dans la littérature ne permettent pas cette extrapolation.



Réseau de courbes $v = f(E)$ en fonction de I.

Par contre la fonction que nous avons déterminée à partir de certaines considérations théoriques sur la répartition statistique des photoélectrons permet de réaliser cette extrapolation avec une très bonne précision ([1]).

La fonction proposée était

$$E = A \frac{v}{\left(1 - \frac{v}{v_0}\right)^4},$$

où v est défini comme fonction implicite de E. Dans cette expression A est de la forme B/r où r représente la résistance de fuite de la couche d'arrêt.

En transformant l'expression ci-dessus, on obtient

$$1 - vy = x\left(\frac{v}{E}\right)^{\frac{1}{4}},$$

équation d'une droite variable de paramètres v et E, mais qui tourne autour du point $x = A^{1/4}$, $y = 1/v_0$ si les couples de valeurs de v et E vérifient la relation initiale. La méthode des moindres carrés permet de calculer les valeurs les plus probables de A et v_0 pour une série de mesures.

La loi de distribution des vitesses des photoélectrons ayant une forme indépendante de la température, nous avons le droit d'appliquer notre expression aux basses températures.

Nos expériences nous ont apporté le résultat caractéristique suivant :

Pour un éclairement donné, la force électromotrice à vide croît lorsque la température décroît ce qui est exactement l'inverse de ce que nous avions constaté pour le courant de court-circuit ([2]).

A partir de ces mesures nous avons pu tirer à l'aide des calculs exposés ci-dessus les deux conclusions suivantes :

1° La hauteur de la barrière de potentiel v_0 déterminée par cette méthode est indépendante de la température dans le domaine 300-125° K ;

2° La résistance de fuite de la couche d'arrêt augmente très vite lorsque la température décroît.

Cette dernière conclusion, tirée des variations de la constante A de notre expression, confirme nos mesures directes antérieures de la résistance ([3]).

Le réseau des courbes $v = f(E)$ en fonction de T prend l'aspect de la figure 1.

Des valeurs numériques détaillées seront publiées par ailleurs.

([1]) G. Blet, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2187 ; *J. Phys. Rad.*, 14, 1953, p. 241.
([2]) G. Blet, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 962 ; 242, 1956, p. 95.
([3]) G. Blet, *Journal de Physique et le Radium* (sous presse).

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Calcul de la susceptibilité magnétique de la molécule d'azote et des nitriles.* Note (*) de MM. **Jean Baudet**, **Jacques Tillieu** et **Jean Guy**, présentée par M. Paul Pascal.

1. Nous avons calculé la susceptibilité magnétique de la molécule d'azote en utilisant les formules générales et les approximations ([1]) précédemment indiquées. Les 14 électrons peuvent être répartis sur les sept orbitales suivantes :

1° deux orbitales atomiques $1s$ ne participant pas à la liaison ;

2° une orbitale liante du type σ_g :

$$\psi_1 = N_1[(s_A + \alpha_1 p_{zA}) + (s_B + \alpha_1 p_{zB})];$$

3° une orbitale antiliante symétrique du type σ_g :

$$\psi_2 = N_2[\delta(s_A + \alpha_2 p_{zA}) + \varepsilon(s_B + \alpha_2 p_{zB})];$$

4° une orbitale antiliante antisymétrique du type σ_u :

$$\psi_3 = N_3[\varepsilon(s_A + \alpha_3 p_{zA}) - \delta(s_B + \alpha_3 p_{zB})];$$

5° deux orbitales liantes dégénérées du type π_u :

$$\psi = N_4[p_{vA} + p_{vB}] \qquad (v = x \text{ ou } y).$$

Dans ces formules, s, p_x, p_y et p_z désignent les orbitales atomiques $2s$, $2p_x$, $2p_y$ et $2p_z$ de J. C. Slater [2], relatives aux noyaux A et B.

Nous avons pris pour les différents coefficients α_1, α_2, α_3, δ et ε, trois groupes de valeurs correspondant respectivement :

Groupe I. — aux fonctions de J. A. Abbott et H. C. Bolton [3] légèrement modifiées pour supprimer la faible participation des électrons $1s$ à l'hybridation.

Groupe II. — aux fonctions de G. W. Scherr [4] modifiées de manière analogue.

Groupe III. — à une hybridation digonale simple, identique à celle utilisée pour les carbures acétyléniques. Les orbitales (2) et (3) sont alors remplacées par deux orbitales atomiques hybrides $s+p$.

On a ainsi les valeurs :

	α_1.	α_2.	α_3.	δ.	ε.
Groupe I	6,446	−0,458	−0,392	1	1
» II	0,504	−1,528	−0,369	1	1
» III	1	1	1	1	0

Il est important de mentionner les points particuliers suivants :

a. Pour les orbitales I,4 et II,4, le plan médiateur du segment AB est un plan nodal et la susceptibilité doit être calculée pour chacun des demi-espaces.

b. Il est plus difficile de tenir compte des surfaces nodales présentées par les orbitales des types (2) et (3); par suite, les calculs ont été effectués sur l'espace entier et des valeurs un peu trop élevées sont à prévoir pour les susceptibilités partielles correspondantes.

c. Pour le groupe I, les orbitales π ont été normalisées pour la distance internucléaire fictive $\rho = 0,76$ Å (obtenue par Abbott et Bolton en ajustant les valeurs théorique et expérimentale de la polarisabilité électrique), tandis que pour les autres fonctions, nous avons pris la distance réelle $\rho = 1,094$ Å.

Les résultats numériques obtenus pour les termes de Langevin χ^L_{uu}, les termes correctifs paramagnétiques χ^+_{uu} et les susceptibilités principales χ_{uu} se trouvent réunis dans le tableau I.

TABLEAU I.

Valeurs molaires $\times 10^6$. *Liaisons à deux électrons.*

Orbitale.	$-\chi^L_{xx}$.	$-\chi^L_{yy}$.	$+\chi^+_{xx}$.	$+\chi^+_{yy}$.	$-\chi_{xx}$.	$-\chi_{yy}$.	$-\chi_{zz}$.	$-\chi$.
$1s$	0,11	0,11	0	0	0,11	0,11	0,11	0,11
I-1	3,22	3,22	0,68	0,68	2,54	2,54	1,96	2,34
I-2	7,97	7,97	2,43	2,43	5,54	5,54	3,57	4,88
I-3	3,86	3,86	0,82	0,82	3,04	3,04	2,09	2,72
I-4	3,60	3,96	1,52	0,99	2,08	2,97	1,62	2,22
II-1	2,62	2,62	0,13	0,13	2,50	2,50	3,20	2,73
II-2	8,99	8,99	4,85	4,85	4,14	4,14	2,39	3,55
II-3	3,93	3,93	0,88	0,88	3,05	3,05	2,07	2,73
II et III-4	5,19	5,58	2,99	2,26	2,20	3,32	1,64	2,38
III-1	2,10	2,10	0,21	0,21	1,89	1,89	2,77	2,18
III-2 et 3	2,14	2,14	0,06	0,06	2,07	2,07	2,50	2,22

Il convient de comparer les valeurs expérimentales indiquées par divers auteurs : $-12,5$ [5], $-12,9$ [6], $-14,8$ et $-14,2$ [7] et $-11,9$ [8] aux valeurs que nous obtenons pour la susceptibilité moyenne de l'azote : $-14,61$ (groupe I), $-13,79$ (groupe II) et $-11,60$ (groupe III). Ces résultats théoriques sont nettement moins écartés de l'expérience que la valeur $-24,6$ déterminée par J. V. Bonet et A. V. Bushkovitch [9].

2. Pour obtenir la susceptibilité propre de la liaison nitrile, il convient d'opérer comme dans le cas de l'azote et de la triple liaison acétylénique, en prenant les fonctions d'onde suivantes :

1° pour l'orbitale σ (hybridation digonale) :

$$\psi'_1 = N'_1[(s_C + p_{zC}) + (s_N + p_{zN})];$$

2° pour les deux orbitales π dégénérées :

$$\psi'_2 = N'_2[p_{\nu C} + p_{\nu N}] \qquad (\nu = x \text{ ou } y);$$

3° pour le doublet « libre » de l'azote, une orbitale du type (III.3 ou 4).

Les valeurs calculées pour ces liaisons nouvelles sont réunies dans le tableau II et le tableau III permet la comparaison des susceptibilités théoriques (χ_{Th}), de celles obtenues à l'aide de la nouvelle systématique de Pascal et de ses collaborateurs (χ_{NS}) et enfin des valeurs expérimentales (χ_M) [10] pour un certain nombre de nitriles, avec indication des écarts ε_{max} % par rapport aux mesures.

TABLEAU II.

Valeurs molaires $\times 10^6$. *Liaisons à deux électrons.*

	$-\chi^L_{xx'}$	$-\chi^L_{yy'}$	$+\chi^+_{xx'}$	$+\chi^+_{yy'}$	$-\chi_{xx'}$	$-\chi_{yy'}$	$-\chi_{zz'}$	$-\chi$
Liaison σ	2,43	2,43	0.01	0,01	2,42	2,42	2,29	2,37
» π	4,94	4,71	0,86	1,11	4,08	3,60	2,65	3,44

TABLEAU III.

Valeurs molaires $\times 10^6$ ($\chi_{CH_2} = 11,35$).

Corps.	$-\chi_{Th}$.	ε_{max} %.	$-\chi_{NS}$.	ε_{max} %.	$-\chi_M$.
Acétonitrile	26,94	3,7	27,75	0,89	27,6 et 28,0
Propionitrile	38,29	1,3	39,15	1,69	38,8 et 38,5
Butyronitrile	49,64	1,5	50,55	2,54	50,4 et 49,3
Cyanure d'isoamyle	72,34	1,4	72,8	0,82	73,4

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) J. TILLIEU et J. GUY, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1402 ; **241**, 1955, p. 382 ; **242**, 1956, p. 1279 et 1436.

(2) *Phys. Rev.*, **36**, 1930, p. 57.

(3) *Proc. Roy. Soc.*, A, **216**, 1953, p. 477.

(4) *J. chem. Phys.*, **23**, 1955, p. 569.

(5) G. W. HAMMAR, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **12**, 1926, p. 594.

(6) V. I. VAIDYANATHAN, *Phil. Mag.*, **5**, 1928, p. 380.

(7) F. Bitter, *Phys. Rev.*, 35, 1930, p. 1648.
(8) G. G. Havens, *Phys. Rev.*, 43, 1933. p. 992.
(9) *J. chem. Phys.*, 21, 1953, p. 2199.
(10) H. François et J. Hoareau, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1220.

(Faculté de Pharmacie, Paris.)

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Distribution angulaire du rayonnement* γ *de* 8,34 MeV *de la réaction* $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$. Note (*) de MM. **Serge Gorodetzky, André Gallmann, Michel Croissiaux** et **Raymond Armbruster**, présentée par M. Louis de Broglie.

Le niveau de 8,34 MeV de ^{15}O peut se désexciter par rayonnements γ, entre autres, directement vers l'état fondamental (1). Nous avons mesuré la distribution angulaire de ce rayonnement à l'aide d'un cristal de NaI de $2'' \times 2''$ monté sur un photomultiplicateur RCA 6 342 blindé par un cylindre de mumétal. La réaction a été obtenue par bombardement d'une cible de NTa par des protons à la résonance de 1 060 keV. Pour éviter les rayonnements γ parasites de la réaction $^{14}N(d, p)^{15}N$, une déflection magnétique de 30° a dû être utilisée.

Le centrage de la cible par rapport au bâti de distribution angulaire a été vérifié et trouvé très correct à l'aide de la réaction $^{19}F(p, \alpha, \gamma)^{16}O$. On sait en effet qu'à l'énergie $E_p = 340$ keV la distribution angulaire du rayonnement γ de 6,14 MeV de cette réaction est isotrope (2).

Les résultats expérimentaux sont portés sur la figure ci-dessous, compte tenu d'une correction d'absorption variant avec l'épaisseur de matière se trouvant entre la cible et le cristal de NaI, toujours inférieure à 3 %. La courbe représente la fonction de distribution obtenue par la méthode des moindres carrés (3). L'application des formules de correction d'angle solide (3) conduit à

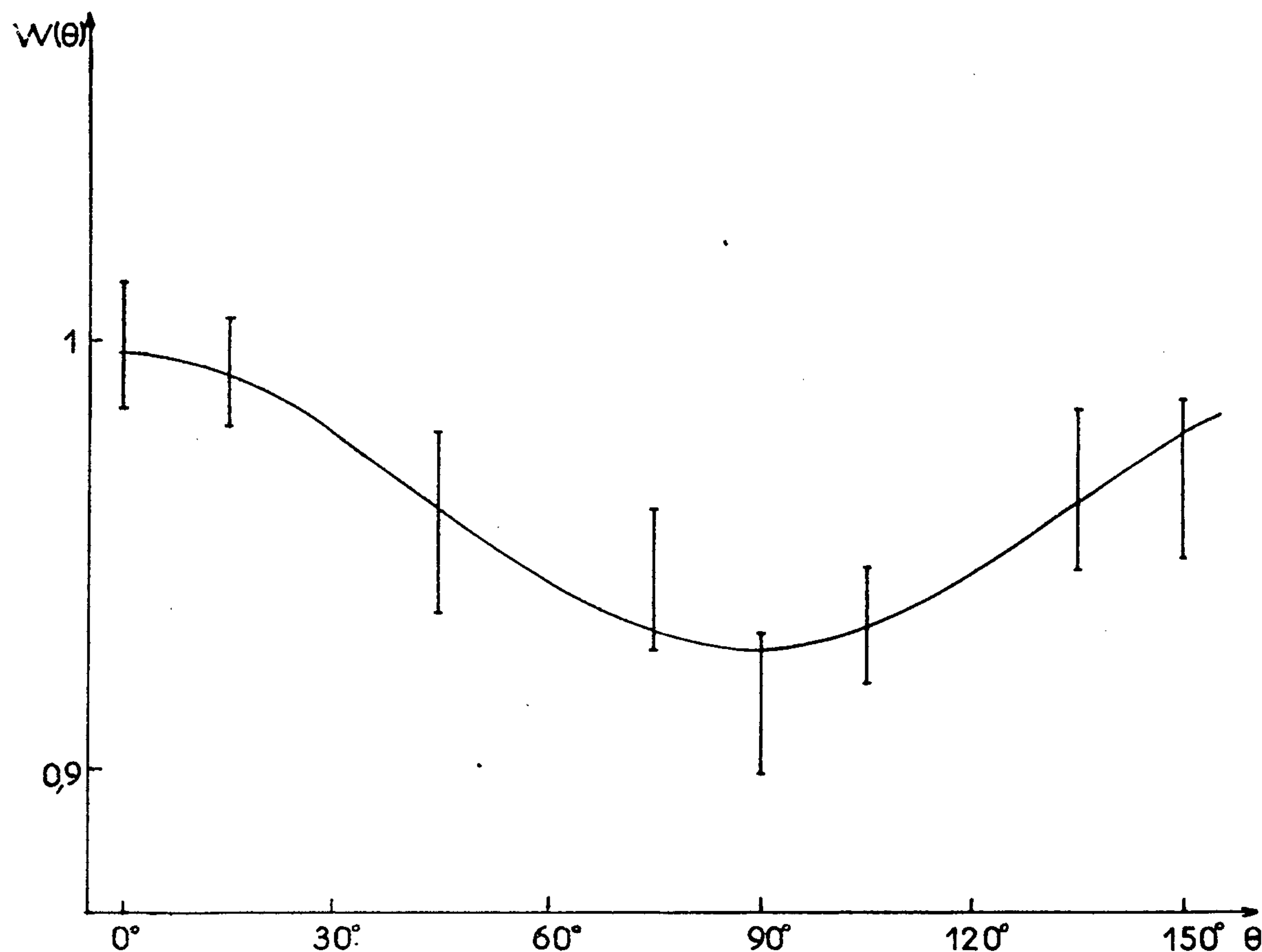
$$W(\theta) = 1 + (0{,}051 \pm 0{,}010)\,P_2 + (0{,}0018 \pm 0{,}022)\,P_4.$$

Dans les calculs théoriques pour l'interprétation de ce résultat, nous avons pris $I = 1^+$ pour le spin du niveau fondamental de ^{14}N et $I_0 = 1/2^-$ pour celui de ^{15}O (noyau miroir de ^{15}N).

Evans et ses collaborateurs (4) par l'étude des distributions angulaires des neutrons de la réaction $^{14}N(d, n)^{15}O$ proposent, sous réserve, pour le spin J du niveau de 8,34 MeV de ^{15}O une limite supérieure de $5/2^-$. Tautfest et Rubin, en accord avec d'autres auteurs (5), indiquent par l'étude de la diffusion élastique des protons sur ^{14}N, que le niveau de 8,34 MeV est formé par onde *s* d'où ils concluent que le spin de ce niveau est $J = 1/2^+$ ou $3/2^+$.

Afin d'envisager toutes les hypothèses nous avons considéré dans nos calculs

les valeurs $J \leqq 7/2^+$ et $J \leqq 7/2^-$. Pour $J = 7/2$, $5/2$ ou $1/2$ aucune des fonctions de distributions théoriques ne permet d'expliquer le résultat obtenu. Dans la discussion (6) nous avons tenu compte du fait que dans le cas le plus général, la formule de distribution angulaire contient trois paramètres qui caractérisent le couplage, l'interférence des ondes des protons incidents et le mélange de multipolarités du rayonnement γ de 8,34 meV. Seule la valeur $J = 3/2$ conduit à des courbes de distribution se superposant à celle trouvée expérimentalement.



Distribution angulaire du rayonnement γ de 8,34 MeV de la réaction $^{14}N(p\gamma)^{15}O$.

Nous pensons ainsi que le spin du niveau de 8,34 meV de ^{15}O est $3/2$, sans pouvoir préciser sa parité. Toutefois si la parité est impaire la réaction doit se faire par ondes *p*, *f*. Si au contraire elle est paire, une contribution extrêmement faible d'onde *d* (6) à l'onde *s* prédominante permet d'expliquer l'anisotropie trouvée (7).

En admettant donc que $J = 3/2$ et en se référant aux intensités relatives des rayonnements gamma émis par le niveau de 8,34 MeV (1), on pense pouvoir réduire la limite supérieure du spin du niveau de 5,27 MeV à $5/2$. On peut admettre que dans cette région il existe deux niveaux rapprochés comme dans le noyau miroir ^{15}N; ainsi l'un au moins de ces niveaux aurait un spin inférieur ou égal à $5/2$.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) C. W. Li, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 1084.

(2) S. Devons, Ph. D. et M. G. N, Hine. *Proc. Roy. Soc.*, 199, 1949, p. 56 et 73.

(3) M. E. Rose, *Phys. Rev.*, 91, 1953, p. 610.
(4) W. H. Evans, T. S. Green et K. Middleton, *Proc. Phys. Soc.*, 66 A, 1953, p. 108.
(5) G. W. Tautfest et S. Rubin, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 196.
(6) S. Gorodetzky, A. Gallmann, M. Croissiaux et R. Armbruster, à paraître dans *Nuclear Physics*.
(7) Nous venons de prendre connaissance du travail de F. B. Hagedorn, S. S. Mozer, T. S. Webb, W. A. Fowler et C. C. Lauritsen, *Phys. Rev.*, 105, janvier 1957, p. 219 qui, par diffusion élastique des protons sur ^{14}N, indiquent la valeur $J = 3/2^{+}$ pour le niveau de 8,34 MeV de ^{15}O.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur les particules α émises par réactions photonucléaires dans le cuivre, le nickel, et l'aluminium.* Note de Mlle **Françoise Bobard**, MM. **Georges Boulègue** et **Paul Chanson**, présentée par M. Louis de Broglie.

Des plaques nucléaires, soumises directement au rayonnement γ ont permis l'étude de rayons α émis par les noyaux contenus dans l'émulsion, en particulier Ag, Br ou K (1). En ce qui concerne les autres noyaux moyens ou lourds, quelques indications sur l'émission α ont pu être fournies par une autre technique de plaques à l'occasion d'études sur la réaction (γ, *p*) (2). Nous avons cherché à préciser et à étendre ces résultats pour de nouveaux corps, spécialement l'aluminium, qui, par processus (γ, α) donne un noyau stable non décelable par les méthodes radioactives.

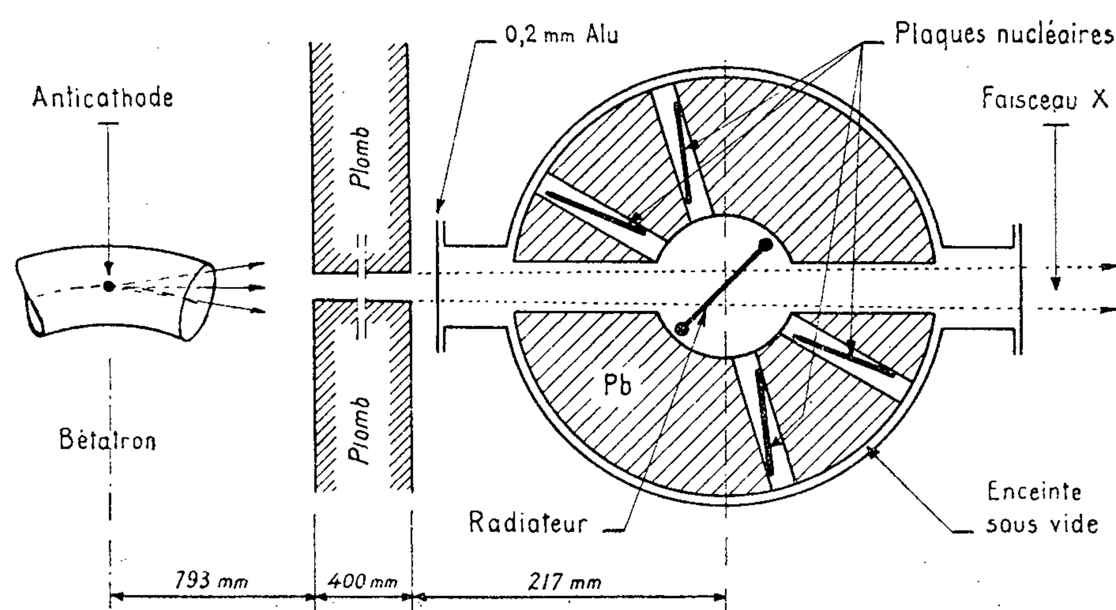


Fig. 1.

La figure 1 schématise notre dispositif expérimental : une feuille mince du corps étudié (radiateur de Cu, Ni ou Al) est placée au voisinage des plaques nucléaires (Ilford E_1) dans une enceinte où est maintenu le vide. Le faisceau d'un bétatron de 31 MeV est réduit par un collimateur conique en plomb de 40 cm de long, à une section de 21 × 42 mm environ. Les plaques nucléaires sont logées dans des rainures taillées dans des blocs de plomb. On a pu ainsi réaliser des irradiations de 8 à 16 h à intensité maxima sans noircissement excessif des plaques sous l'effet des électrons secondaires.

L'examen des plaques au microscope, montre une grande abondance de protons, et seulement un alpha tous les quelques champs. On n'a tenu compte que des traces α de longueur supérieure à 10 μ, qui ne peuvent faire l'objet d'aucune confusion. D'autre part, un test de fond (irradiation durant une journée entière, radiateur enlevé) conduit à une correction très faible.

Les plaques nucléaires sont au nombre de 4 (*fig.* 1) disposées symétriquement par rapport à la normale à la feuille irradiée, ce qui permet une comparaison directe des résultats pour divers angles entre les rayons X incidents et les particules émises.

L'énergie maximum du spectre X a été maintenue constante à 30,5 MeV. L'importance de chaque irradiation est évaluée en rœntgen (dose dans un bloc épais de plexiglas au niveau de radiateur), par conversion des indications d'une chambre d'ionisation. Le calibrage a été assuré par le comptage absolu de l'activité β de disques de cuivre soumis au faisceau.

Expériences effectuées :

a. Cu : 2 irradiations (14 200 et 12 000 rœntgen) : 3 149 traces;
b. Ni : 2 » (18 000 et 12 100 ») : 3 521 traces;
c. Al : 3 » (28 100, 33 900 et 12 200 r) : 4 590 traces.

Des comptages de cet ordre de grandeur sont nécessaires pour éviter les trop grandes fluctuations statistiques.

L'épaisseur des feuilles en milligrammes par centimètre carré était de 15,8 pour Cu; 15,0 pour Ni; 8,06 pour Al. Il a fallu tenir compte du parcours des rayons α et de leur ralentissement dans ces corps pour rapporter les résultats au milligramme de matière irradiée.

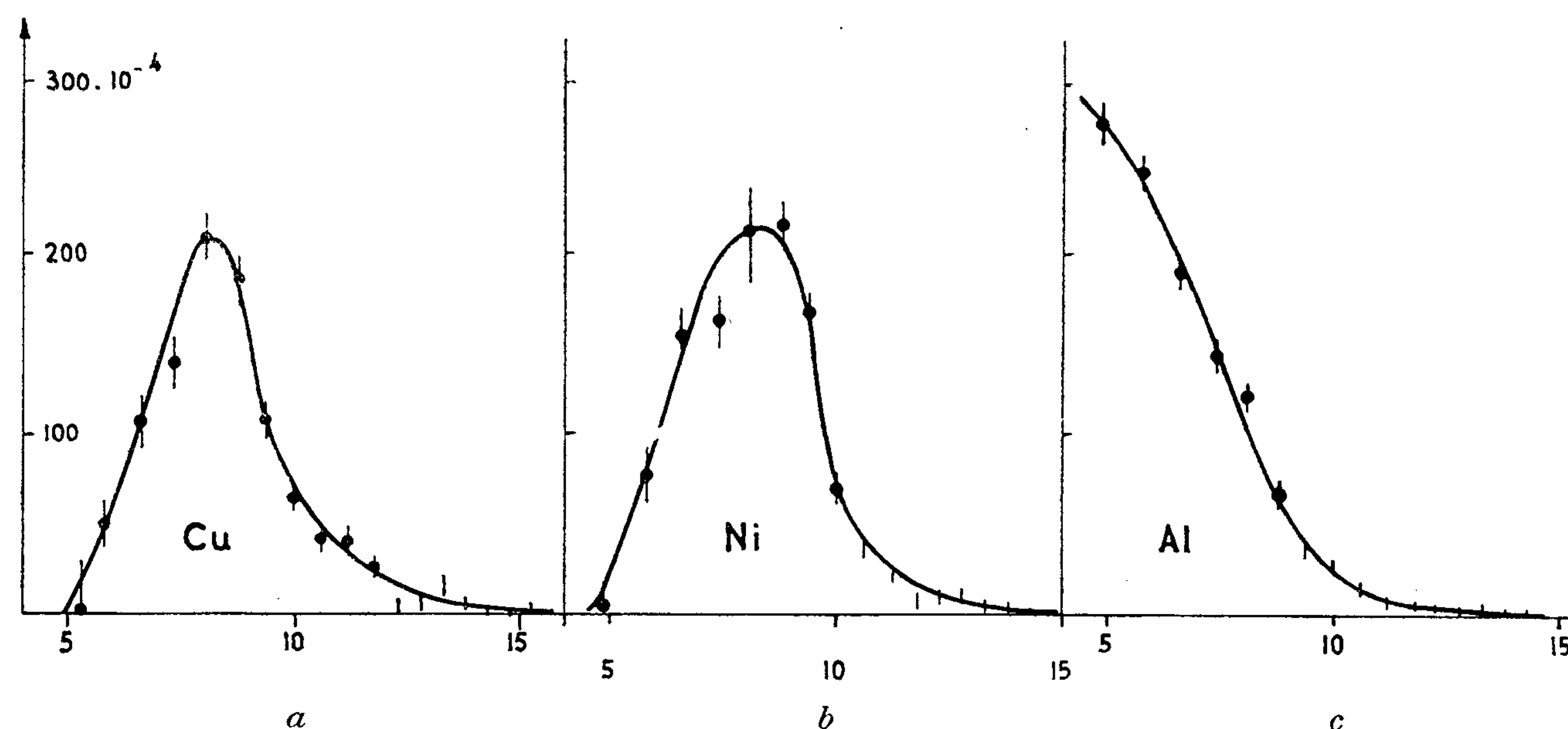


Fig. 2. — Nombre de particules α/mg/stéradian/Röntgen/intervalle de 1 MeV.

Résultats 1. — On n'a pas observé de différence significative entre le nombre de particules émises sous divers angles; on a donc ajouté les comptages effectués sur toutes les plaques pour une même irradiation.

2. On a déduit le nombre de particules émises par milligramme/rœntgen/intervalle de 1 MeV/stéradian (*fig.* 2*a*, 2*b*, 2*c*).

Pour Cu et Ni, les courbes obtenues ont bien la forme prévue par la théorie statistique. Pour ^{27}Al, seule la fraction de courbe s'étendant au-delà de 5 MeV apparaît car les mesures sont incertaines au-dessous. Mais on voit bien qu'une partie importante du spectre se situe entre 0 et 5 MeV.

3. Le nombre total de particules alpha émises, sous l'action du rayonnement de freinage de 30,5 MeV_{max}, par milligramme et par rœntgen, est de 0,86 pour le cuivre, 0,99 pour le nickel, 1,15 pour l'aluminium (α de plus de 5 MeV). Ces résultats sont cohérents avec ceux de Byerly et Stephens ([2]) pour le cuivre et nouveaux pour Ni et Al.

4. Quelques mesures de section efficace (γ, α) ont été effectuées par divers auteurs sur les noyaux moyens et lourds et ont été discutées récemment par Heinrich, Wäffler et Walter ([3]).

Il nous a paru utile d'estimer, à partir de nos résultats, une section efficace pour les trois corps expérimentés. Il faut bien préciser qu'il s'agit ici de la section efficace par α émis : $\sigma' = n\,\Sigma\sigma(\gamma;\, n\alpha,\, x)$.
Nous avons considéré, *à priori*, en fonction de l'énergie une courbe de section efficace du type « résonance géante » de forme triangulaire (pour simplifier) et nous avons calculé σ'_{max}.
Pour Cu : $\sigma'_{max} \simeq 2,3\ m$barn;
Pour Ni : $\sigma'_{max} \simeq 2,4\ m$barn;
Pour ^{27}Al et pour les α d'énergie supérieure à 5 MeV : $\sigma'_{max} \simeq 1,1\ m$barn.

Dans le cas du cuivre, le résultat est compatible avec les autres déterminations expérimentales. D'après Haslam, Smith, Taylor ([4]) $\sigma(\gamma,\alpha)_{max} \simeq 1,5 m$barn; notre nombre, un peu supérieur, pourrait tenir compte des réactions du type $(\gamma;\, \alpha,\, x)$.

Le nickel et l'aluminium n'ont, jusqu'à présent fait l'objet d'aucune mesure de la réaction (γ, α). Pour le premier, les résultats sont très voisins de ceux du cuivre, avec une section efficace un peu supérieure (de 5 %). Pour l'aluminium, σ' atteint certainement au total 2 m barn : c'est là une limite supérieure de $\sigma(\gamma, \alpha)$.

(1) Millar et Cameron, *Can. J. Phys.*, 31, 1953, p. 723; Nabholz, Stoll et Wäffler, *Phys. Rev.*, 86, 1952, p. 1043; Erdös, Jordan, Smoucker et Stoll, *Helv. Phys. Acta*, 27, 1954, p. 187.

(2) Byerly et Stephens, *Phys. Rev.*, 83, 1951, p. 54; Mann, Halpern et Rothmann, *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 146; Toms et Stephens, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 362.

(3) *Helv. Phys. Acta*, 29, 1956, p. 3.

(4) *Phys. Rev.*, 84, 1951, p. 840.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la composition des solides obtenus par déshydratation d'une hydrargillite fine*. Note de MM. **Robert Courtial** et **Yves Trambouze**, présentée par M. Paul Pascal.

Dans une précédente Note (1), nous avons exposé les résultats obtenus avec une hydrargillite normale dont les grains ont des dimensions comprises entre 50 et 70 μ. Nous avons effectué les mêmes essais sur une hydrargillite « fine » obtenue par broyage de l'hydrate précédent. Les grains compris entre 0,1 et 1 μ sont séparés par sédimentation dans l'eau distillée et centrifugation. Le produit obtenu a la même composition chimique que l'hydrate initial mais son aire spécifique, mesurée par la méthode B. E. T. (2) est de 12 m^2/g environ.

Nous avons déshydraté cette hydrargillite « fine » à la pression atmosphérique selon différents protocoles de chauffage, et étudié les produits obtenus par calorimétrie (dissolution dans l'acide fluorhydrique 7 N) et thermogravimétrie. Les traitements thermiques effectués et les résultats obtenus sont consignés dans le tableau.

Échantillon.	Traitements thermiques. T (°C).	t (h).	Composition (H_2O/Al_2O_3).	Chaleur dégagée (cal/g).
0	Produit initial		3	500
1	200	4	2,5	515
2	210	14	2,0	560
3	210	11	1,67	595
4	210	21	1,16	685
5	210	240	0,56	835

La chaleur de dissolution de l'hydrargillite « fine » (500 cal/g) est supérieure de 8 % environ à celle du trihydrate normal (460 cal/g). Cet écart ne peut être attribué ni aux erreurs expérimentales, ni à la chaleur de mouillage.

Contrairement à celle observée dans le cas d'une hydrargillite normale, la variation de la chaleur dégagée par gramme de produit dissous en fonction de la teneur en eau du solide est parfaitement régulière, mais non linéaire. Cette non-linéarité ne peut s'expliquer qu'en admettant qu'il existe une troisième phase solide aux côtés de l'hydrargillite non décomposée et l'alumine amorphe. Divers auteurs (3) ont signalé qu'il ne se forme pas de boehmite lors de la déshydratation d'une hydrargillite en petits cristaux et nous-mêmes n'avons pu mettre en évidence de la boehmite cristallisée par notre méthode de dissolution sélective (4).

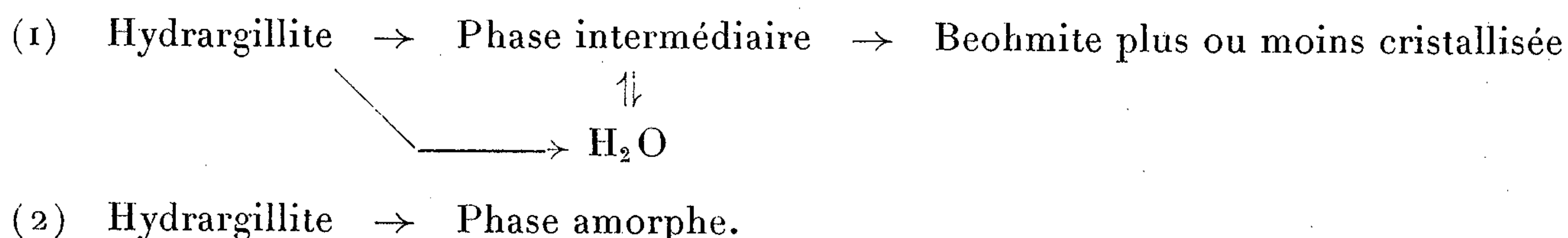
Cependant, une étude par diffraction des rayons X des produits obtenus à différents stades de la déshydratation nous a montré que la troisième

phase était boehmitique. En effet, et déjà pour le solide titrant 2,5 H_2O, les clichés de diffraction des rayons X révèlent la présence de quelques raies larges identiques à celles obtenues avec un gel de boehmite. Rappelons que le gel de boehmite est soluble dans l'acide fluorhydrique, ce qui explique l'échec de notre méthode de séparation chimique de cet hydrate.

Il ressort de ces examens que le processus de déshydratation de l'hydrargillite est le même, que celle-ci ait des grains de 50-70 μ ou inférieurs au micron, tout au moins quand ces derniers sont obtenus par la méthode décrite ci-dessus. Cependant, la phase boehmitique semble être d'autant mieux cristallisée que les particules d'hydrargillite qui lui donnent naissance sont plus grosses. Ces variations peuvent s'expliquer par l'hypothèse suggérée par Haladjian et Carpéni (5) à propos de la déshydratation des acides boriques.

Lorsque l'on décompose un solide à grains fins, l'eau part plus facilement de la masse solide et la pression de vapeur d'eau à l'interface est plus faible que dans le cas d'un solide plus grossier. Or, il faudrait une pression de vapeur d'eau minimum pour permettre un réarrangement cristallin de la phase qui se déshydrate, peut-être par suite d'un échange constant d'ions OH^- entre la phase solide et la vapeur. En dessous de cette pression, la déshydratation s'effectuerait sans échange important, le solide formé aurait plus de difficultés à recristalliser et resterait dans un état mal organisé et poreux. Si l'on peut se permettre cette image grossière, on peut admettre que la vapeur d'eau joue un rôle lubrifiant qui permet le glissement des plans cristallins.

A la lumière de cette hypothèse et des travaux précédents, nous pouvons alors proposer le schéma suivant de déshydratation de l'hydrargillite :



Ce schéma est très voisin de celui proposé par Day et Hill (6), mais alors que ces auteurs admettent la formation de boehmite par réhydratation pure et simple d'une phase plus ou moins anhydre, nous pensons que c'est un échange constant d'ions OH^- entre une phase intermédiaire instable encore hydratée, mise en évidence par Eyraud, Goton et Prettre (7), et la vapeur d'eau qui conduit à une forme boehmitique plus ou moins bien organisée.

(1) Courtial, Trambouze et Prettre, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1976.

(2) Brunauer, Emmett et Teller, *J. Amer. Chem. Soc.*, 60, 1938, p. 309.

(3) Tertian et Papée, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1565 et 1668; De Boer, Fortuin et

Steggerda, *Proc. Koninklijke Nederlandse Akademic van Wetenschappen*, 57 B, 1954, p. 170.

(4) Trambouze et Courtial, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 1029.

(5) *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 1679.

(6) *J. Phys. Chem.*, 57, 1953, p. 946.

(7) Eyraud, Goton et Prettre, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1082.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude radiocristallographique de l'hydruration du cérium, Essai d'interprétation étendu au lanthane.* Note de M. **Claude Ayphassorho**. présentée par M. Paul Pascal.

A. Rossi (2), à la suite d'une étude thermique de l'hydruration de certains métaux des terres rares, signalait, en particulier pour le cérium, l'existence d'une variété d'hydrure de structure cubique à faces centrées, de paramètre 5,612 Å. Un chauffage à 530° C sous vide et une étude radiocristallographique, faite vraisemblablement à température ambiante, montrent alors le partage de ce dernier réseau en deux autres structures similaires et de dimension légèrement plus petites.

Récemment C. E. Holley, R. N. R. Mulford, F. Hellinger, W. C. Kœhler, W. H. Zachariasen (2), dans une étude neutronique et rœntgénographique sur certains hydrures de terres rares, ont observé, à partir d'une concentration donnée, une décroissance du paramètre cristallin pour des taux croissants d'hydrogène. Ainsi, pour le cérium, l'hydrure présente une structure cubique à faces centrées dont le paramètre variait de 5,581 Å à 5,540 Å pour des concentrations variant de 2 atome H par atome Ce à 2,47 atome H par atome Ce. Simultanément B. Stalinski (3), comme les auteurs précédents, obtenait une décroissance du paramètre de la maille et confirmait ce résultat par des mesures de densité. Dans sa thèse (4), B. Dreyfus-Alain signale, pour le lanthane, la divergence des résultats observés par hydruration lente et par hydruration brutale. Il signale de plus une évolution différente des structures du système par désorption de l'hydrogène. En effectuant une hydruration progressive à 300° C du lanthane, B. Dreyfus-Alain et R. Viallard (4) ont obtenu deux structures d'hydrures cubiques à faces centrées, l'une de paramètre 5,662 Å en équilibre avec la phase métal-hydrogène, l'autre de paramètre 5,695 Å apparaissant vraisemblablement au-delà de la région d'équilibre des deux phases solides précédentes; de plus, cette structure dilatée demeurait de paramètre constant pour des pressions supérieures d'hydrogène.

Sur le lanthane également, Rossi a obtenu, pour un échantillon ayant absorbé 140 ml d'hydrogène par gramme de métal, la présence simultanée de deux structures cubiques à faces centrées distinctes de paramètres 5,62 et 5,70 Å. Par contre, un échantillon légèrement plus hydruré,

soit 200 ml/g, ne présentait plus qu'une seule structure cubique à face centrée de paramètre 5,62 à 5,63 Å. Enfin, un chauffage à 700° C sous vide de cette dernière variété la ramenait à 5,66 Å.

Les résultats que j'expose ici portent sur l'étude de l'hydruration du cérium effectuée de la façon la plus progressive possible à 350° C, aux fins de comparaison, d'une part, avec les résultats obtenus par d'autres chercheurs au moyen de modes opératoires différents et d'autre part, avec ce parallèle fait précédemment sur le lanthane. La technique utilisée est sensiblement la même que celle décrite par B. Dreyfus-Alain. J'ai toutefois évité la trempe que cet auteur faisait subir à son échantillon, avant d'en faire l'étude radiocristallographique.

Le métal utilisé est un cérium de très haute pureté, mis à ma disposition par le laboratoire des Terres Rares du Centre National de la Recherche Scientifique (M. F. Trombe). Ce métal présente, à 350° C, la seule variété cubique à faces centrées de paramètre 5,177 ± 0,003 Å. Un même échantillon de poudre métallique est progressivement hydruré, afin d'obtenir les variations de structures observées par la méthode de Debye-Scherrer; la température est maintenue à 350° C entre les expériences et durant celles-ci, ce qui différencie ce travail de ceux précédemment décrits. Afin de permettre l'établissement de l'équilibre, une période de 30 h au minimum sépare les examens radiocristallographiques.

En raison des faibles quantités de métal utilisées et malgré la précision correcte des mesures de précision dans le domaine de coexistence des deux phases solides, il ne m'est pas permis de déterminer les concentrations avec une approximation acceptable; pour les pressions supérieures à celle du palier des isothermes pression-concentration, je me suis reporté aux travaux de R. N. R. Mulford et C. E. Holley [5] pour déterminer la concentration correspondant à une pression donnée. Cependant, une incertitude subsiste quant à la validité d'une telle correspondance, en raison de la divergence des résultats radiocristallographiques concernant ce domaine.

Pour la région de variance nulle des isothermes pression-concentration, où la phase métal-hydrogène subsiste en équilibre avec la phase hydrure, j'ai obtenu pour cette dernière une structure cubique à faces centrées de paramètre constant 5,590 ± 0,003 Å, alors que la phase métal-hydrogène présente, dans ce domaine, une structure également cubique à faces centrées, de paramètre 5,182 ± 0,003 Å. Dans la région de concentration immédiatement supérieure, c'est-à-dire pour des concentrations voisines de CeH_2, j'ai observé que l'hydrure était distribué suivant deux structures cubiques à faces centrées distinctes, dont les paramètres sont respectivement : 5,645 ± 0,003 Å et 5,581 ± 0,003 Å, toujours à 350° C et pour une pression d'équilibre de 5/100e de mm Hg. L'intensité des raies du second réseau est bien supérieure à celle des raies du premier; mais, une

augmentation très progressive du taux d'hydruration amène une inversion dans les valeurs relatives des intensités des raies de ces deux structures. Simultanément, j'ai observé une décroissance du paramètre de la plus dilatée. Ainsi, pour une pression d'équilibre d'hydrogène de 4 mm Hg, il ne subsiste plus qu'une seule structure de paramètre 5,634 ± 0,004 Å; celle de paramètre 5,581 Å ayant complètement disparu. Des hydrurations encore plus poussées, correspondant à des pressions d'équilibre de 18 et 38 mm Hg m'ont permis d'observer une contraction de la seule structure cubique à faces centrées existante; j'ai obtenu pour ces deux pressions des paramètres respectifs de 5,614 ± 0,003 Å et 5,612 ± 0,003 Å qui correspondraient donc à des concentrations de l'ordre de 2,3 et 2,4 H/ml, si la correspondance avec les travaux précédemment cités était légitime.

Des concentrations encore supérieures ont été étudiées, mais l'élargissement des raies à grands indices rend illusoire un pointé précis.

L'étude neutronique à température ambiante a montré que, dans la variété cubique à faces centrées de paramètre 5,581 Å et de composition CeH_2, l'hydrogène occupe les positions tétraédriques et que le remplissage progressif des sites octaédriques s'accompagne d'une décroissance continue du paramètre jusqu'à une valeur de 5,540 Å. Cette observation confirme l'idée d'une liaison différente pour l'hydrogène, selon qu'il occupe l'une ou l'autre de ces positions ([2]), ([3]). En adoptant une telle conclusion, on pourrait concevoir l'existence de plusieurs variétés d'hydrure, selon que l'agitation thermique, ou plus généralement le mode d'hydruration, répartisse différemment l'hydrogène absorbé suivant les deux sortes de sites possibles.

Ainsi, pour le cérium, à la température ambiante, l'occupation des positions tétraédriques correspond à la maille 5,581 Å et le remplissage des sites octaédriques, en apportant une énergie de liaison supplémentaire, amène la décroissance observée. Si les conditions sont telles qu'au contraire, il y ait un nombre de sites octaédriques occupés suffisamment grand par rapport aux sites tétraédriques remplis, il y a prédominance de la liaison correspondant à ces positions octaédriques et l'on obtient une variété différente d'hydrure. Ainsi l'énergie d'activation de la diffusion de l'hydrogène d'une sorte de site à l'autre réglerait la cinétique de la transformation qui serait ainsi d'autant plus lente à une température donnée que le site quitté correspondrait à une liaison plus forte. En outre, à une température où cette diffusion est lente, un apport brusque d'hydrogène peut stabiliser la variété en transformation par une augmentation de l'énergie de liaison et être cause de profondes divergences entre les modes opératoires.

([1]) *Nature*, 133, 1934, p. 174.

([2]) *J. Phys. Chem.*, 59, 1955, p. 1226.

(3) *Bull. Acad. Pol. des Sc.*, 3, 1955, p. 613.

(4) B. Dreyfus-Alain, *Thèse*, Paris, 1955; B. Dreyfus-Alain et R. Viallard, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 806.

(5) R. N. R. Mulford et C. E. Holley, *J. Phys. Chem.*, 59, 1955, p. 1222.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Influence des gaz adsorbés sur la recristallisation superficielle du zinc.* Note (*) de M^lle **Mireille Fritz**, présentée par M. Georges Chaudron.

L'auteur étudie l'influence des gaz adsorbés sur la recristallisation superficielle du zinc écroui à froid, et constate une influence qui varie en sens inverse de la température de recuit.

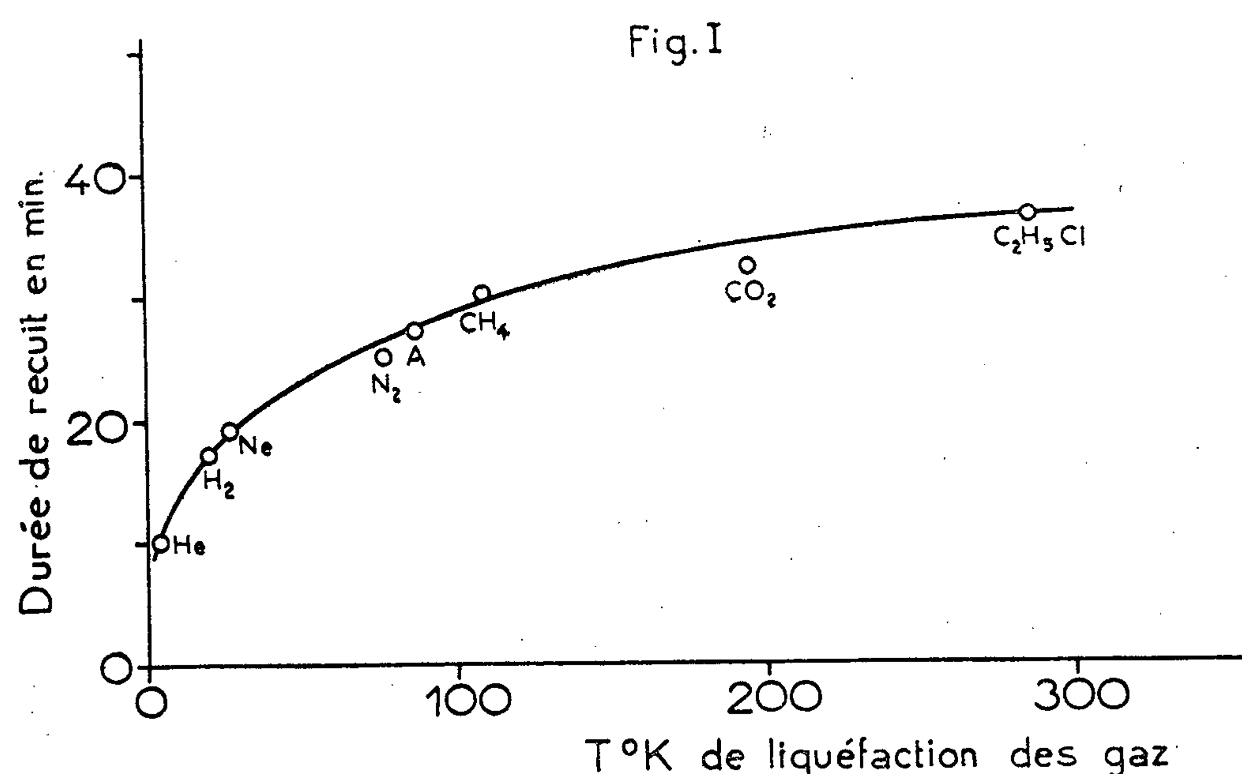
La mise en évidence de l'influence des gaz adsorbés sur la recristallisation superficielle de l'argent (1) nous a incité à étendre cette étude à la recristallisation du zinc.

Dans un premier travail, nous avons étudié l'influence des gaz adsorbés sur le début de la recristallisation de plaques de zinc écrouies, au moyen de recuits isothermes de durées variables.

La structure de ces plaques a été examinée par la méthode d'analyse aux rayons X.

Les plaques de zinc utilisées titraient 99,1 %; ces plaques ont été polies, puis soigneusement laminées à froid jusqu'à un degré d'écrouissage de 74 %.

Les bandes de métal ainsi obtenues ont été découpées en plaquettes de 1 cm de côté, et conservées à 0° C.



Une première série d'échantillons a été dégazée pendant 5 h sous un vide poussé (10^{-5} mm de Hg) puis soumise à un recuit à 80 ± 0°,5.

Après traitement, ces échantillons ont été étudiés aux rayons X, par la méthode dite « en retour ». La longueur d'onde K_α du chrome a été choisie pour limiter l'examen aux couches les plus superficielles.

Nous avons déterminé la durée de recuit nécessaire à $\pm$ 1 mn près, pour provoquer le début de la recristallisation décelable aux rayons X par l'apparition des premières taches sur les anneaux de diffraction.

Ces essais ont été effectués en présence des gaz suivants : He, H_2, Ne, A, CH_4, CO_2, C_2H_5Cl. Ces gaz ont été soigneusement purifiés avant l'utilisation. Les résultats obtenus sont résumés dans la figure 1.

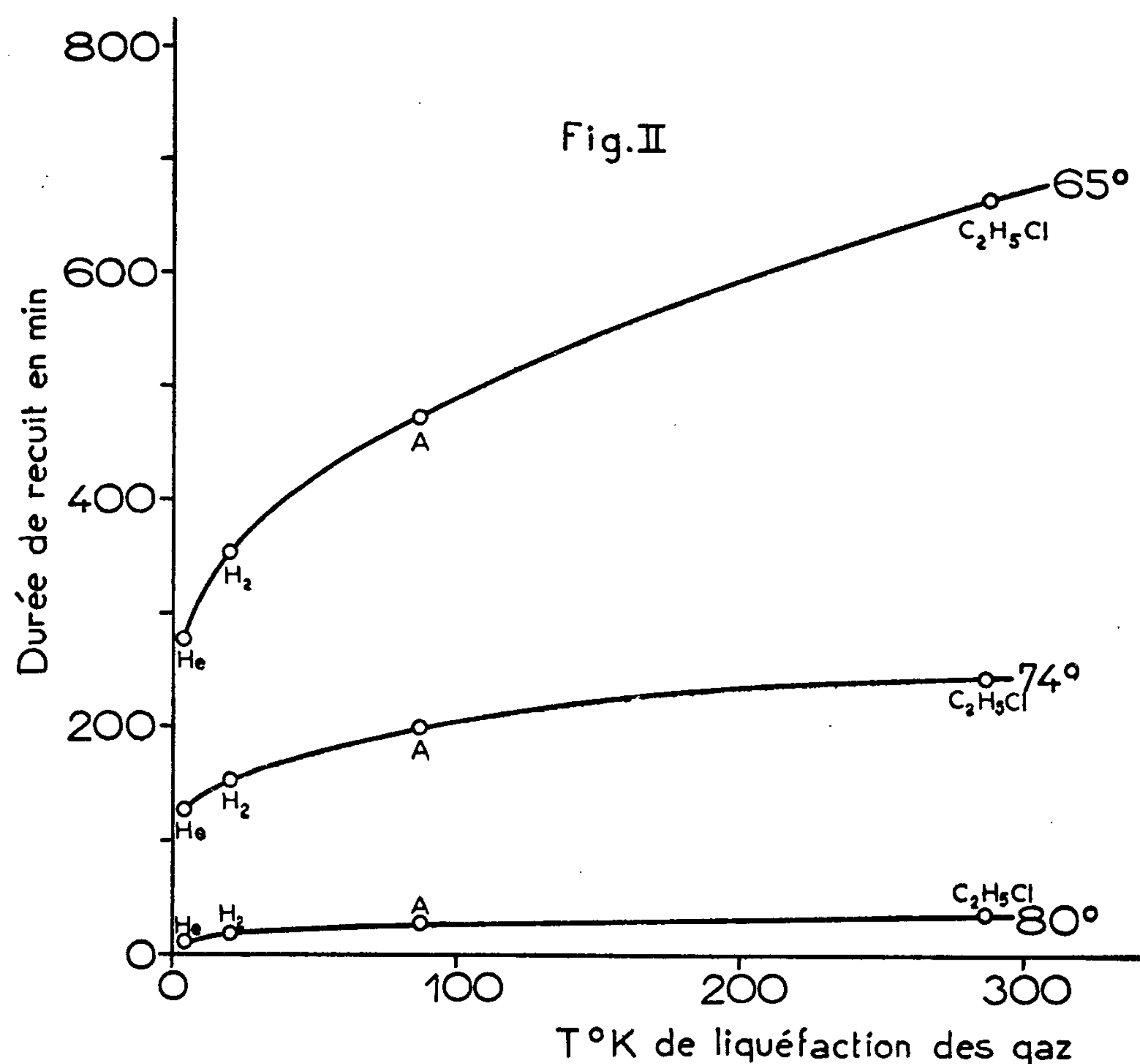
1° Cette courbe adopte la forme générale trouvée dans le cas de la recristallisation de l'argent.

2° Nous constatons une légère anomalie pour N_2 et CO_2; le cas de N_2 a déjà été signalé dans les publications antérieures [2]; pour CO_2, nous pouvons supposer que l'anomalie est due à une faible réactivité chimique.

Le même travail a été repris sur deux autres séries d'échantillons de même origine, aux températures suivantes :

$$74^\circ \pm 0^\circ{,}5, \qquad 65^\circ \pm 0^\circ{,}5$$

en présence des gaz He, H_2, A, C_2H_5Cl.



Les résultats relatifs aux trois séries de recuits isothermes sont résumés dans la figure 2. Cette figure correspond à une échelle des ordonnées consi-

dérablement réduite, par rapport à la figure 1, de telle sorte que la courbe des recuits à 80° paraît presque linéaire.

Les courbes ont toujours la même allure générale. Nous constatons cependant que le phénomène devient d'autant plus important que la température de recuit est plus basse, et que les gaz sont plus adsorbés.

Une étude dans un domaine de températures inférieures est actuellement en cours.

L'examen de ces courbes nous conduit aux conclusions suivantes :

1° Pour un degré de recristallisation donné, la durée de recuit est une fonction croissante de la température de liquéfaction du gaz en présence, donc de la quantité du gaz adsorbé.

2° L'influence des gaz adsorbés semble devenir d'autant plus importante que les températures de recuit sont plus basses et que les gaz sont plus adsorbés.

Le fait que les gaz rares se placent d'une manière régulière sur les courbes paraît exclure la possibilité de l'intervention d'une adsorption chimique dans le processus des phénomènes observés.

Ces travaux confirment et étendent les résultats antérieurs mettant en évidence l'effet perturbateur de l'adsorption des gaz sur la recristallisation superficielle.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) H. Kleine et H. Forestier, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 499.

(2) Citons par exemple : J. Kleine et H. Forestier, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 499; H. Forestier et P. Kiehl, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 47.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Conditions d'apparition de la discontinuité à la limite élastique observée sur les courbes de traction du fer pur.* Note (*) de MM. **Bernard Migaud** et **Jean Talbot**, présentée par M. Georges Chaudron.

On sait que les courbes de traction du fer peuvent présenter au passage du domaine élastique au domaine plastique une discontinuité dont l'interprétation a été donnée par Cottrell. Celle-ci n'existe plus après un écrouissage; les auteurs montrent qu'elle réapparaît, dans le cas du fer pur électrolytique qui renferme une trace de carbone et seulement lorsqu'il précipite de la solution solide.

Les éprouvettes de traction se présentent sous la forme de rubans de $39 \times 2,65 \times 0,20$ mm et sont recuites longuement à 870° C, soit sous hydrogène, soit sous vide, puis refroidies lentement. La courbe d'écrouissage préliminaire (*a*) et celle après vieillissement (*b*) se rapportent toujours à la même éprouvette (*fig.* 1).

Au cours du vieillissement, nous admettons avec A. H. Cottrell (1) que les atomes de carbone dissous diffusent vers les dislocations; ce phénomène

s'accompagne de la réapparition de la discontinuité (yield-point) et de la variation des caractéristiques mécaniques, en particulier de la limite élastique.

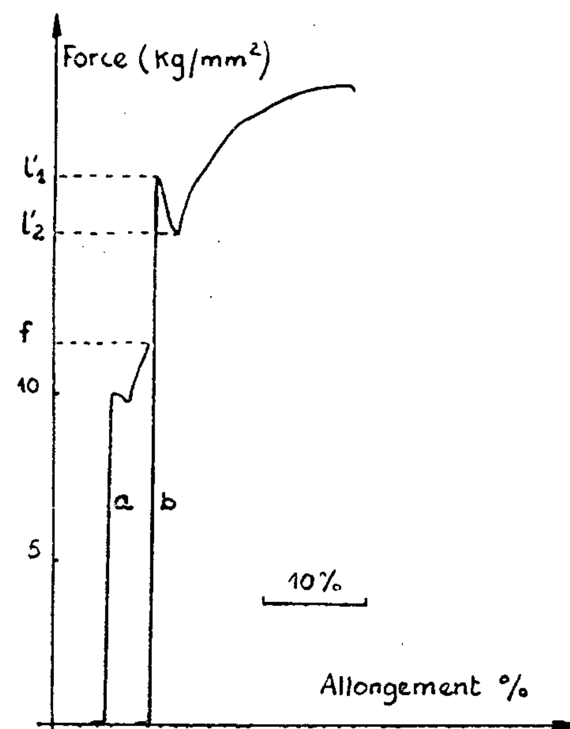


Figure 1 : Fer contenant 0,020 % de carbone.

a : Ecrouissage préliminaire, après recuit à 870°C et refroidissement lent.

b : a + vieillissement de 18" à 105°C.

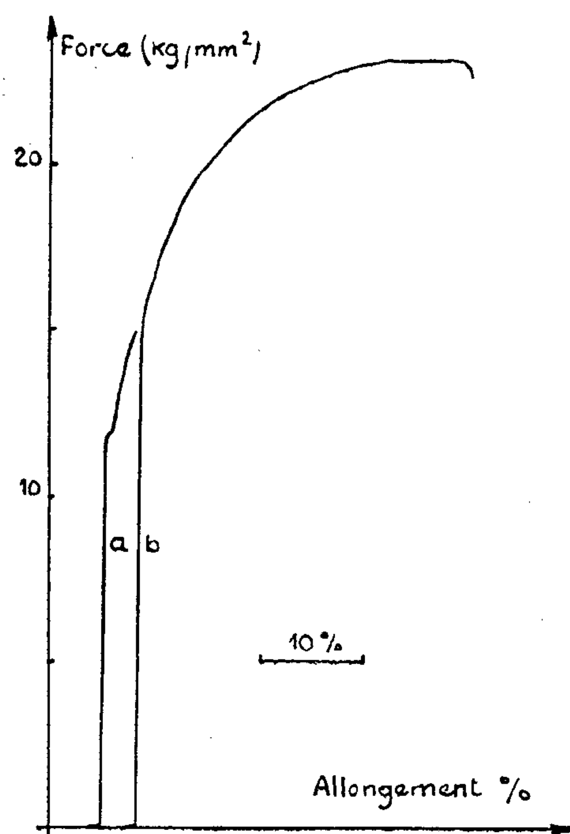


Figure 2. Fer pur électrolytique.

a : Ecrouissage préliminaire, après recuit à 870°C et refroidissement lent.

b : a + vieillissement de 50" à 105°C.

Qualitativement, l'enregistrement des courbes de traction permet de montrer la première propriété; la deuxième s'exprime quantitativement par la relation

$$\Delta = \frac{l'_2 - f}{f} \times 100,$$

la force l'_2 étant celle qui est nécessaire au déplacement des dislocations dans le réseau cristallin.

Après refroidissement lent sous hydrogène, le fer pur électrolytique, dont la teneur totale en carbone est de l'ordre de 0,002 % ([2]), est tel que Δ est toujours nul, quelles que soient la durée et la température de vieillissement (*fig.* 2). Sur la courbe de traction préliminaire (*fig.* 2 *a*), la disconti-

nuité à la limite élastique est peu nette mais, après écrouissage, elle a disparu et ne réapparaît pas après vieillissement.

En vue de préciser l'influence du carbone sur le phénomène de vieillissement, nous avons préparé des échantillons contenant 0,010, 0,020 et 0,040 % de carbone ([3]); ces échantillons sont recuits à 870° C et refroidis lentement, sous vide.

La vitesse de vieillissement augmente avec la température (*fig.* 3). mais celle-ci ne change pratiquement pas la valeur de Δ obtenue après un temps supposé infini; la précision de nos mesures ne nous permet pas de calculer la chaleur d'activation. D'autre part, à une température donnée, la loi du vieillissement en fonction du temps est indépendante de la teneur totale en carbone.

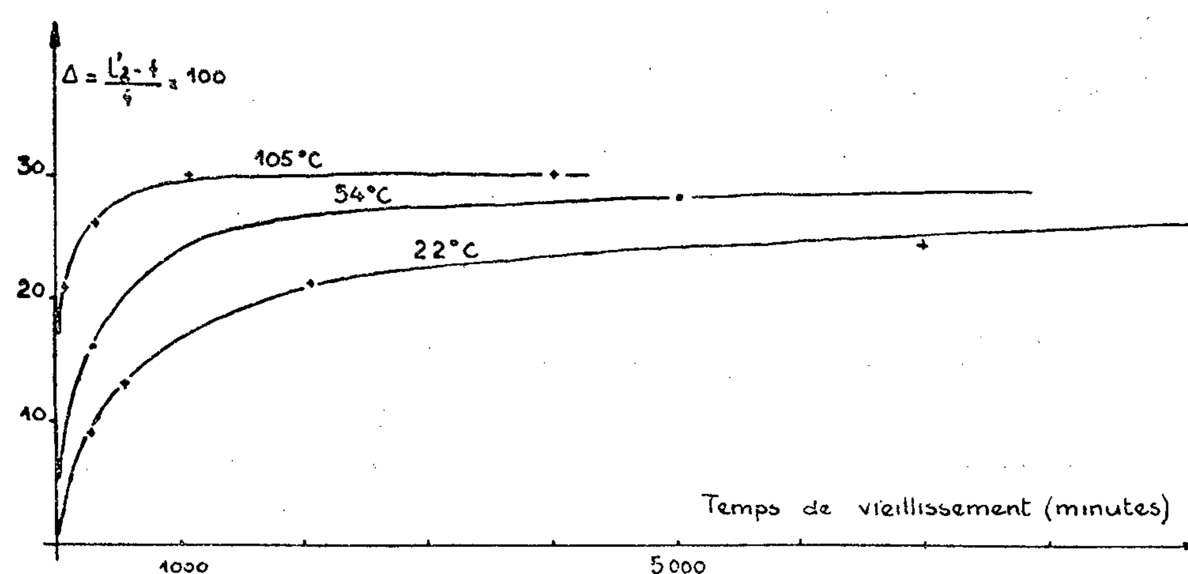


Figure 3 : Influence de la temperature sur le vieillissement après deformation du fer contenant du carbone, après recuit à 870°C et refroidissement lent

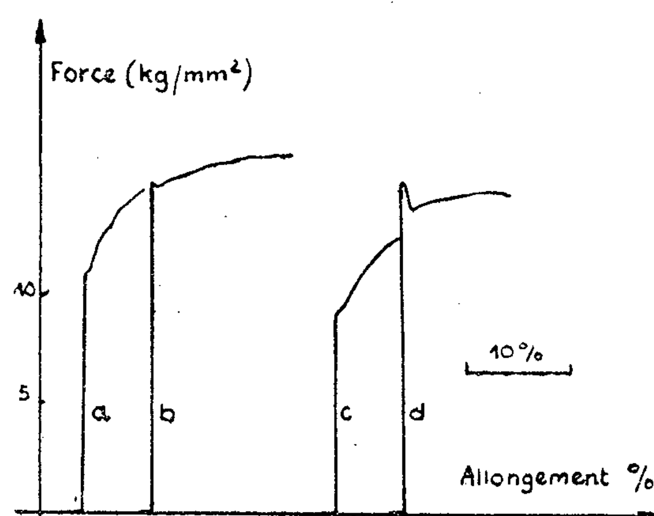


Figure 4 : Fer pur electrolytique contenant 0,001 % de carbone
a et c : Ecrouissage preliminaire après un recuit de 26ʰ à 720°C puis trempe à l'eau
b : a + vieillissement de 1ʰ à 54°C
d : c + " de 115ʰ "

Précisons, par ailleurs, que le taux d'écrouissage préliminaire n'a pas d'influence notable sur Δ. C'est ainsi que Δ pour un temps infini passe de 28 à 24 %, quand l'écrouissage varie de 3 à 15 %.

Ainsi, après refroidissement lent, le comportement du fer de nos échantillons contenant du carbone est tout à fait différent de celui du fer pur. Puisque le carbone dissous est à l'origine du phénomène, la quantité de carbone maintenue en solution est la même pour les trois séries d'échantillons; on est conduit à penser qu'elle est presque nulle pour le fer pur électrolytique, puisqu'il ne présente pas de vieillissement (*fig.* 2). Or, d'après A. H. Cottrell et B. A. Bilby (4), la teneur très faible en carbone du fer, de l'ordre de 0,001 %, serait suffisante pour saturer les dislocations. Nous avons alors fait subir à un échantillon de fer pur, contenant 0,001 % de carbone total, un recuit à 720° C suivi d'une trempe à l'eau, afin de maintenir tout le carbone en solution; nous avons observé alors l'effet du vieillissement (*fig.* 4). Nous confirmons donc le rôle des très faibles teneurs en carbone et nous montrons l'importance du traitement thermique préalable.

Nous continuons cette étude en effectuant des essais analogues à partir d'un fer de plus haute pureté obtenu par la méthode de la zone fondue (5).

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) *L'État solide*, 9e Conseil de Physique, Stoops, Bruxelles, p. 487-503.

(2) J. Talbot, *Thèse*, Paris, 1955.

(3) Ph. Albert, *Rev. Métal.*, 50, 1953, p. 829.

(4) *Proc. Phys. Soc. A*, 62, 1949, p. 49.

(5) J. Talbot, Ph. Albert et G. Chaudron, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1577.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Orientation de la phase α d'écrouissage résultant de la déformation plastique d'un acier austénitique instable.* Note (*) de MM. **Paul Bastien** et **René Margerand**, présentée par M. Albert Portevin.

La phase α d'écrouissage, obtenue aux dépens d'une austénite instable, n'apparaît que si celle-ci est déjà orientée par une déformation plastique suffisante (compression de 10 à 20 %) et, dès qu'elle se forme, elle est orientée. Par revenu donnant la réaction inverse, $\alpha \rightarrow \gamma$, des relations d'orientation moins nettes se manifestent.

Dans les aciers austénitiques à 18 % de chrome et 8 % de nickel instables, une déformation plastique à froid provoque la formation d'un pourcentage important de phase α d'écrouissage aux dépens de la phase γ. Il était intéressant de rechercher, pour un type de déformation donné, si cette phase α obtenue à partir d'une austénite-mère est orientée et, dans l'affirmative, quelle orientation est ainsi réalisée.

Deux types d'aciers ont été étudiés : un acier (A) du type 18-8 entièrement austénitique après hypertrempe et possédant, du fait d'un équilibre convenable entre éléments alphagènes et gammagènes, une grande aptitude à la transformation par écrouissage; un acier (B) 18-4 au manganèse, instable et possédant d'ores et déjà, après trempe, 40 % de phase γ et 60 % de phase δ (cristallographiquement identique à la phase α).

Les déformations plastiques utilisées furent celles de compression, exécutées à la température ambiante (écrasements allant jusqu'à 70 %) : pour l'acier (A), la compression provoque la formation de la phase α; pour l'acier (B), il y a superposition du phénomène d'orientation habituel des phases préexistantes γ et δ et de la transformation d'une partie de γ en α.

De plus, nous avons procédé à des compressions à chaud, entre 370 et 300°, ce qui permet d'obtenir seulement l'orientation des phases préexistantes, la transformation $\gamma \rightarrow \alpha$ n'ayant pas lieu dans ces conditions.

Sur des aiguilles prélevées dans l'axe et au centre des éprouvettes et terminées par dissolution électrolytique, des diagrammes de rayons X ont été enregistrés, en utilisant les rayonnements K_α du molybdène ou du cuivre.

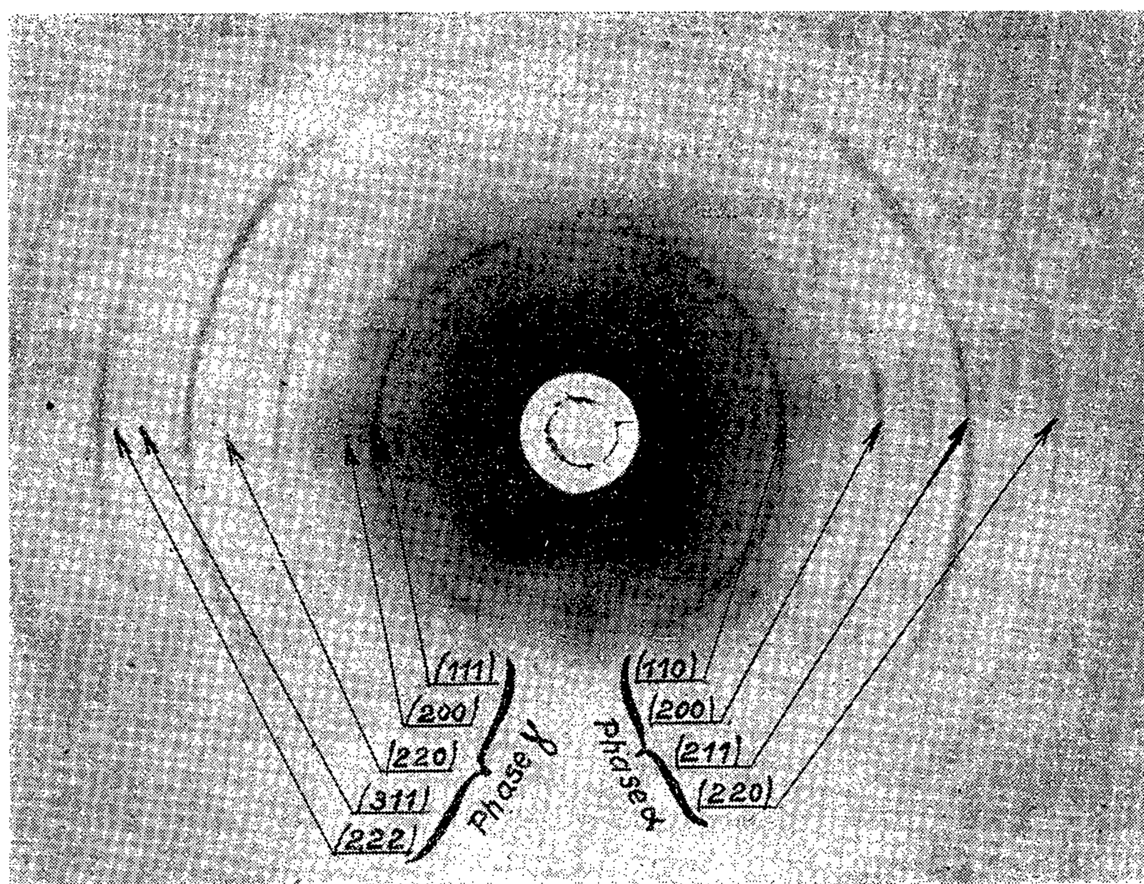


Fig. 1. — Acier (A) comprimé de 70%. Axe de compression vertical. Rayonnement non filtré du molybdène. Disparition presque totale des anneaux de la phase γ; les anneaux de la phase α sont très nets et renforcés, mettant en évidence les orientations $\langle 111 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$.

A noter que les anneaux $(110)_\alpha$ et $(111)_\gamma$ sont presque superposés.

Avec l'acier (A) comprimé à froid, les résultats ont été les suivants *a*. la phase γ prend une orientation de révolution de type $\langle 110 \rangle$; *b*. une partie de la phase γ, d'autant plus importante que l'écrasement est plus fort, se transforme en phase α, qui, très nettement, prend les orientations $\langle 111 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$, (*fig.* 1), mais n'apparaît que pour un écrouissage de 10 à 20 % dans une austénite déjà orientée. On peut donc écrire

$$\langle 110 \rangle \gamma \begin{cases} \nearrow \langle 111 \rangle \alpha \\ \searrow \langle 110 \rangle \alpha \end{cases}$$

Par compression à chaud, excluant la formation de phase α d'écrouissage, nous avons pu vérifier qu'avec l'acier (A), l'orientation de γ seul est

toujours $\langle 110 \rangle$, ce qui était attendu, et qu'avec l'acier (B), δ prend les orientations $\langle 111 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$.

La phase α d'écrouissage prend donc la même orientation que la phase δ, contrairement à ce qui a été affirmé par ailleurs ([1]).

L'influence du revenu a été ensuite étudiée, en choisissant les températures suggérées préalablement par la dilatométrie et la mesure du frottement intérieur : jusqu'à 490°, et pour 4 h de chauffage, il n'y a pas de modification dans la proportion des phases α, γ et δ, mais on constate un renforcement très net des orientations initiales, principalement pour γ. De 490 à 610°, il y a disparition progressive de la phase α qui, à 610°, n'est plus décelable par rayons X : les diagrammes mettent alors en évidence les raies de diffraction de γ, continues et comportant des renforcements accentués, raies sur lesquelles se superposent de fines taches, correspondant à la phase γ formée au cours du revenu de α (*fig.* 2); il est à noter qu'il ne se forme pas, dans les mêmes conditions thermiques, de taches pour les échantillons comprimés à chaud, dans lesquels il n'existe pas de phase α d'écrouissage.

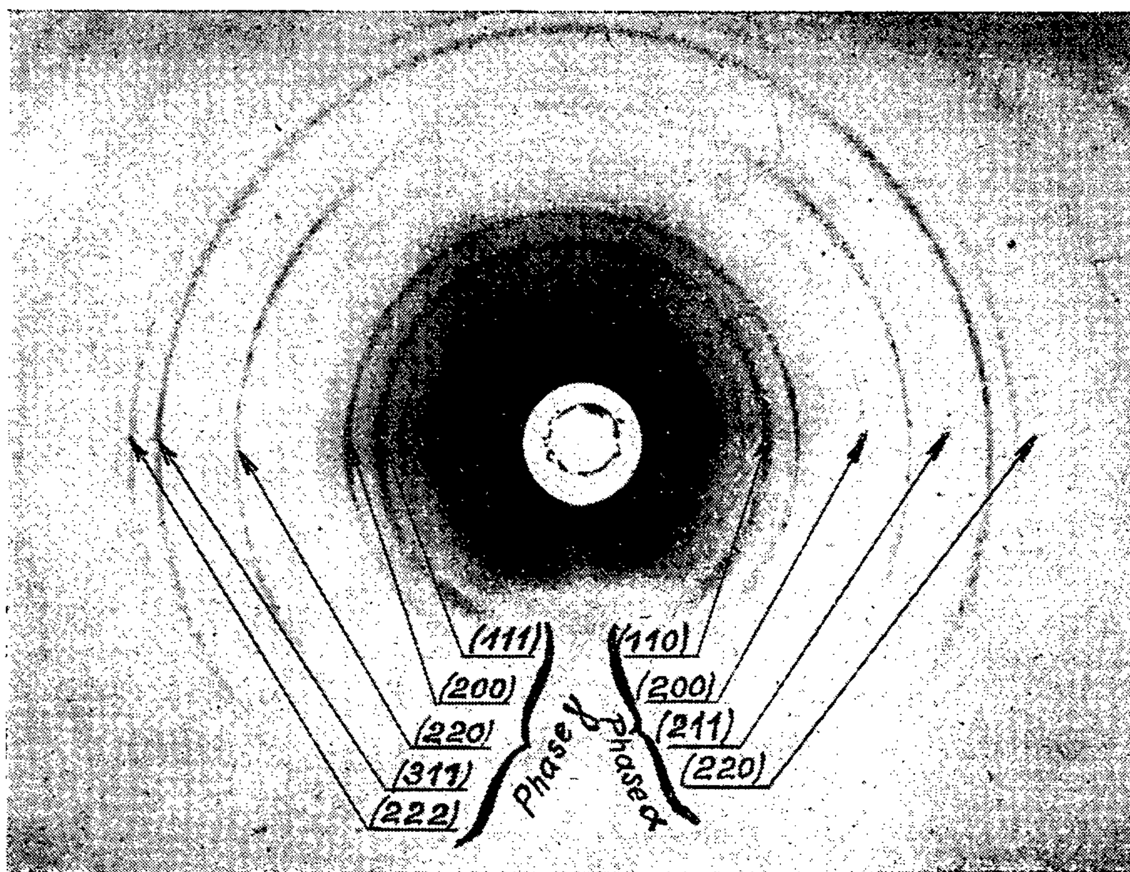


Fig. 2. — Mêmes conditions expérimentales que la figure 1, l'acier (A) a, de plus, subi un revenu de 2 h à 610°. Réapparition des anneaux de la phase γ, qui a nettement l'orientation $\langle 110 \rangle$. Aspect ponctué des anneaux, comme pour pour une structure recristallisée. Les anneaux de la phase α ont pratiquement disparu. A noter que les anneaux $(110)_\alpha$ et $(111)_\gamma$ sont presque superposés.

Les pointillés se répartissent d'une façon analogue aux renforcements observés sur les diagrammes de diffraction de la phase γ pure, écrouie. Il semble donc que la transformation $\alpha \rightarrow \gamma$ par revenu soit elle aussi accompagnée d'une relation d'orientation, cependant moins nette que dans le passage direct $\gamma \rightarrow \alpha$: nous poursuivons l'étude de ce dernier aspect de la question.

(*) Séance du 18 mars 1957.

([1]) K. W. ANDREWS, *J. Iron and Steel Institute*, 184, 1956, p. 274.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur le polysulfure d'uranium.*

Note de MM. **Marius Picon** et **Jean Flahaut**, présentée par M. Paul Lebeau.

S_3U, obtenu dans l'action de S à 600° sur S_2U, en tube scellé sous vide, possède une maille monoclinique du type Se_3U. Il se dissocie à basse température en fournissant $S_2U\alpha$. Il s'oxyde lentement à l'air à la température ordinaire. C'est un polysulfure de l'uranium tétravalent.

L'hydrogène sulfuré ne nous a pas permis de préparer des sulfures plus riches en soufre que S_2U, par action sur divers composés de l'uranium tels que le chlorure ou l'oxyde. De même, avec le métal que nous devons au Commissariat à l'énergie atomique, la réaction avec SH_2 commence vers 350° C et aboutit à $S_2U\gamma$, sous une forme mal cristallisée s'oxydant lentement à l'air.

Un sulfure S_3U a cependant été signalé par Strotzer, Schneider et Biltz ([1]) en 1940, dans l'étude de l'action des vapeurs de soufre en tube scellé sur S_2U, à des températures comprises entre 600 et 800° C. Les auteurs ont reproduit les courbes des tensions de dissociation entre 387 et 650° C, avec la composition des produits formés. Strotzer et Zumbusch ([2]) ont ensuite donné un schéma représentatif des spectrogrammes X pour des dérivés de composition $US_{2,97}$ et $US_{3,71}$, mais sans en poursuivre l'étude cristallographique.

Nous avons préparé à nouveau S_3U par la méthode de Strotzer, en opérant dans un tube de pyrex, scellé après avoir fait le vide. La réaction ne commence qu'au-dessus de 380°. On utilise un excès de soufre lavé à l'eau et desséché dans le vide en présence de P_2O_5. Après un séjour de 6 jours à 600° C, le soufre resté libre est enlevé par plusieurs lavages avec le sulfure de carbone sec et conservé sur copeaux de cuivre. Le produit est finalement privé de S_2C dans le vide en présence de P_2O_5. La cristallisation est confuse, et l'on n'a pu isoler de monocristal permettant l'étude cristallographique complète.

Les diagrammes de poudre paraissent analogues à celui décrit schématiquement par Strotzer et Zumbusch. Ils correspondent exactement au nouveau type cristallographique qui vient d'être décrit par Khodadad et Flahaut ([3]) pour le polyséléniure d'uranium Se_3U. La maille monoclinique a pour paramètres : $a = 5,32$ Å « vrais », $b = 3,90$, $c = 8,97$, en admettant que l'angle $\beta = 80°30'$ est le même que celui trouvé pour Se_3U.

La densité calculée avec 4 mol dans cette maille, est égale à 5,86 g/ml. Biltz et ses collaborateurs avaient trouvé 5,8. Nous avons obtenu $d_4^0 = 5,73$.

Composition	S %.	U %.
Théorie pour S_3U	28,77	71,23
Trouvé	28,67	71,56

Par action de la chaleur, ce composé se dissocie facilement avec formation de S_2U. D'après Biltz et ses collaborateurs ([1]) la tension à 387°C est déjà de 28 mm. A 1 000° nous avons obtenu $S_2U\alpha$ qui est le dérivé dont la stabilité ne s'observe généralement qu'au dessus de 1 325°C.

S_3U est oxydable à l'air dès la température ordinaire. Il donne naissance à du soufre libre et à du sulfate d'uranyle. Après trois mois, de l'oxygène a été fixé dans la proportion de 30 %, et les deux tiers du soufre sont devenus libres. On observe simultanément une chute considérable de la susceptibilité magnétique, le produit final étant probablement diamagnétique.

Ce corps est facilement attaqué par les acides, même dilués, et les oxydants. Chauffé à 400° dans le vide en présence de UO_3, il est oxydé en UO_2 et libère la totalité du soufre qu'il contient.

La susceptibilité magnétique de S_3U, à la température ordinaire, s'élève à $\chi_a = 2\,700.10^{-6}$. Cette valeur prouve que l'uranium n'existe pas à l'état d'ion U^{6+}, qui serait diamagnétique, mais dans un état d'ionisation inférieur. Elle est pratiquement identique à celle que présenterait l'ion U^{5+} avec la configuration électronique $5f^1$ ($\chi_a = 2\,730.10^{-6}$). Par contre, avec le polyséléniure Se_3U, la susceptibilité nettement plus élevée, $\chi_a = 3\,120.10^{-6}$, se rapproche davantage de celle présentée par l'ion U^{4+} dans la configuration $6d^2$ ($\chi_a = 3\,410.10^{-6}$). Ceci, joint au fait que l'ion U^{5+} n'est pas connu, nous conduit à penser que S_3U est un polysulfure de l'uranium tétravalent.

Il est intéressant à ce sujet, de comparer les diverses valeurs que nous avons obtenues pour les susceptibilités des différents sulfures que nous avons préparés :

Corps	SU.	S_3U_2.	S_5U_3.	$S_2U\gamma$.	$S_2U\beta$.	$S_2U\alpha$.	OSU.	S_3U.
$\chi_a.10^{-6}$ d'après Eastman ([4])	4 180	2 630	–	–	–	3 050	–	–
$\chi_a.10^{-6}$ mesurés	4 600	2 630	3 740	3 720	3 470	3 140	3 010	2 700
Moments (en magnétons de Bohr)	3,29	2,47	2,96	2,95	2,85	2,71	2,65	2,50

On sait qu'avec les dérivés de l'uranium, il est difficile de prévoir, à partir des susceptibilités magnétiques, le type de structure électronique, car en particulier, l'un ou même les deux électrons $6d$ de l'ion U^{4+} peuvent passer sur le niveau $5f$.

On constate que $S_2U\beta$ présente une susceptibilité très voisine de celle de U^{4+} avec la configuration $6d^2$, calculée par la formule du spin ($\mu = 2,83$). Pour les autres composés dans lesquels l'uranium est certainement sous forme d'ion U^{4+}, les valeurs s'en écartent par excès ou par défaut, sans cependant concorder avec les valeurs caractéristiques correspondant à des structures électroniques à 1 ou 2 électrons $5f$, avec couplage *j-j*.

Pour le composé SU, qui est conducteur de l'électricité et doué d'éclat métallique, il faut nécessairement envisager l'existence d'ions U^{3+} ou U^{4+}. Ici encore, le moment magnétique ne coïncide avec aucune des valeurs calculées à partir des configurations électroniques possibles. Par contre, le calcul des

dimensions ioniques dans le réseau cristallin du type ClNa, apporte un argument en faveur de U^{4+}. Nos déterminations donnent un rayon ionique de 0,90 Å, alors que Zachariasen ([5]) indique 0,89 pour U^{4+} et 1,04 pour U^{3+}, avec respectivement les configurations $5f^2$ et $5f^3$.

([1]) *Z. anorg. Chem.*, 234, 1940, p. 307 et 322.
([2]) *Z. anorg. Chem.*, 247, 1941, p. 415.
([3]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 462.
([4]) Eastman, Brewer, Bromley, Gilles et Lofgren, *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 4019.
([5]) *Phys. Rev.*, 73, 1948, p. 1104.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les propriétés du tétrafluorure de sélénium.*

Note de M. **Christian Dagron**, présentée par M. Paul Lebeau.

Le tétrafluorure de sélénium présente des propriétés chimiques fluorantes et oxydantes très voisines de celles de F_6Se, mais il est nettement plus actif et réagit à plus basse température, sauf dans le cas du mercure. Le bromure de bismuth permet de le caractériser en présence de F_6Se.

Le tétrafluorure de sélénium a été préparé par action directe du fluor sur le sélénium à 0°. La purification a été effectuée par une rectification sous pression réduite, en recueillant la fraction distillant à 28° sous 20 mm de mercure. La pression mesurée ne correspond pas à la tension de vaporisation de F_4Se pur, car du fluorure de silicium prend naissance au contact du verre pendant l'opération.

Pour l'analyse, on fait réagir à l'abri de l'air une quantité connue de F_4Se avec un excès de solution titrée de soude exempte de carbonate. L'excès d'alcali est estimé au moyen d'une solution d'acide sulfurique titré, en présence de thymolphtaléine. On évalue ainsi l'ensemble des deux acidités de SeO_3H_2 et de FH, provenant de la décomposition du tétrafluorure. On effectue ensuite le dosage du sélénite dans la liqueur en précipitant Se à l'état élémentaire au moyen de SO_2.

	1er essai.	2e essai.	3e essai.	Théorie.
F_4Se % calculé par acidimétrie...	99,7	98,37	98,17	–
F % calculé.....................	49,25	47,76	47,5	49,04
Se % trouvé par pesée...........	49,5	51,1	51,3	50,96

La mesure du point de fusion nous a donné la valeur de — 9°5. C'est celle indiquée par E. E. Aynsley, R. D. Peacock et P. L. Robinson en 1952 ([1]), tandis que E. B. R. Prideaux et C. B. Cox en 1928 ([2]) avaient donné — 13°2.

Densité d_4^0 2,817.

Le poids moléculaire calculé à partir des mesures de densité de vapeur à 180° correspond à la formule F_4Se.

F_4Se réagit à la température ordinaire sur l'antimoine, l'arsenic, le silicium et le bismuth. Si ces éléments sont utilisés en poudres très fines, on observe une réaction vive conduisant à un dégagement de chaleur et à une libération de sélénium. Le fluor entre en combinaison sous forme de fluorures, tandis qu'un peu de sélénium passe à l'état de séléniures.

Avec de petits fragments de As, Sb, Bi, Pb et Sn, on obtient une réaction lente se traduisant par une attaque d'abord superficielle qui peu à peu gagne en profondeur en désagrégeant toute la masse. En quelques jours, on aboutit à la formation d'un résidu pulvérulent de fluorures et séléniures correspondants, en mélange avec un peu de sélénium libre.

Avec le silicium, il n'apparaît pas de séléniure; tout le sélénium est libéré à l'état élémentaire. Ceci peut être expliqué par le fait que F_4Se réagit très vivement à la température ordinaire sur le séléniure Se_2Si qui pourrait se former.

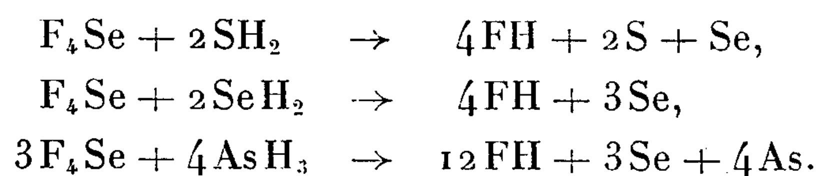
Par contre, dans l'action sur le plomb, le séléniure SePb produit est en partie protégé par le fluorure F_2Pb qui apparaît en même temps.

Le zinc reste inaltéré au contact du tétrafluorure de sélénium bouillant (106° 5) et conserve une surface parfaitement brillante. Il en est de même jusqu'à 200°. Cependant, au bout de plusieurs semaines, à la température ordinaire, le métal présente superficiellement une légère teinte jaune, analogue à celle du séléniure SeZn.

En présence d'un excès de F_4Se à l'ébullition, R. D. Peacock ([3]) obtient avec le mercure une substance blanche dont la composition est en accord avec la formule F_4SeHg. Avec un excès de mercure, à la température ordinaire ou à 100°, nous avons obtenu un précipité blanc contenant F, Se et Hg ainsi qu'une petite quantité d'une substance jaune-vert présentant tous les caractères du fluorure mercureux FHg.

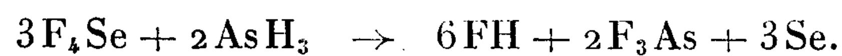
En résumé, vis-à-vis de la plupart des éléments, F_4Se se comporte comme l'hexafluorure ([4]), mais il est doué d'une réactivité plus intense.

Les hydrogènes sulfuré, sélénié et arsénié sont décomposés par F_4Se ou sa solution éthérée en donnant du gaz fluorhydrique et en libérant du sélénium, mélangé ou non suivant les cas à du soufre ou à de l'arsenic,



$$F_4Se + 2SH_2 \rightarrow 4FH + 2S + Se,$$
$$F_4Se + 2SeH_2 \rightarrow 4FH + 3Se,$$
$$3F_4Se + 4AsH_3 \rightarrow 12FH + 3Se + 4As.$$

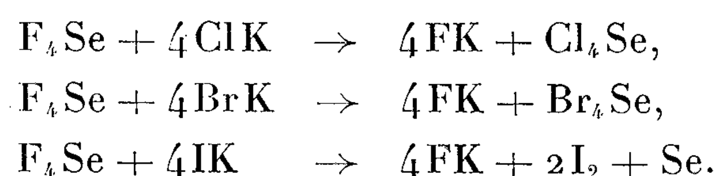
Si l'on utilise un excès de F_4Se et de l'hydrogène arsénié dilué de dix fois son volume d'azote, on observe la formation de fluorure d'arsenic F_3As, comme nous l'avions constaté avec F_6Se ([5]).



$$3F_4Se + 2AsH_3 \rightarrow 6FH + 2F_3As + 3Se.$$

F_4Se réagit à la température ordinaire sur les chlorures, bromures et

iodures alcalins. Le fluor se combine au métal et déplace l'halogène. Celui-ci, dans le cas des chlorures et bromures, s'unit au sélénium en donnant respectivement Cl_4Se et Br_4Se :

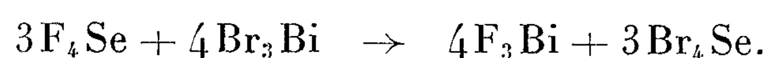


$$F_4Se + 4ClK \rightarrow 4FK + Cl_4Se,$$
$$F_4Se + 4BrK \rightarrow 4FK + Br_4Se,$$
$$F_4Se + 4IK \rightarrow 4FK + 2I_2 + Se.$$

Avec le bromure, le dégagement de chaleur provoqué par la réaction peut amener la décomposition de Br_4Se en brome et protobromure Br_2Se_2.

Les réactions sont donc analogues à celles obtenues avec l'hexafluorure. Toutefois, à la température ordinaire, F_6Se ne réagit que sur les iodures; tandis qu'avec F_4Se on observe également une action sur les chlorures et les bromures, indiquant ainsi une plus grande réactivité.

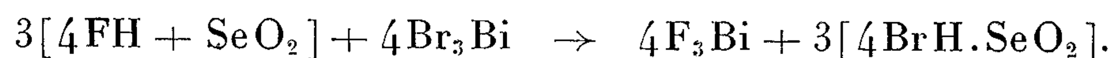
Nous avons utilisé l'action sur les bromures pour caractériser F_4Se en présence de l'hexafluorure. Ayant effectué certaines réactions avec ce gaz en présence d'éther anhydre, nous avons cherché un bromure soluble dans ce dissolvant. Nous nous sommes adressés au bromure de bismuth Br_3Bi. Cet halogénure, en solution à 10 % dans l'éther anhydre, constitue un réactif commode pour la caractérisation de F_4Se. A peine teinté en jaune, il donne immédiatement avec le tétrafluorure un précipité blanc dense de F_3Bi, tandis que l'éther se colore en orangé par suite de la formation de Br_4Se qui y est soluble. En décantant l'éther et en l'évaporant sous vide, on obtient un résidu jaune orange de tétrabromure,



$$3F_4Se + 4Br_3Bi \rightarrow 4F_3Bi + 3Br_4Se.$$

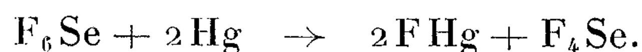
Par contre, F_6Se ne donne lieu à aucune précipitation ni aucune coloration immédiate en présence de Br_3Bi. Une réaction lente peut apparaître au bout de plusieurs jours. En utilisant un excès de réactif, la teinte vive au brun rouge foncé et le résidu d'évaporation de la solution éthérée, de couleur rouge, contient probablement une combinaison de Br_4Se et Br_3Bi.

Les produits d'hydrolyse de F_4Se fournissent avec le même réactif un précipité blanc; mais, dans ces conditions, l'éther reste incolore :



$$3[4FH + SeO_2] + 4Br_3Bi \rightarrow 4F_3Bi + 3[4BrH.SeO_2].$$

Ce réactif nous a permis de constater la formation de F_4Se dans l'action de F_6Se sur le mercure à la température ordinaire. Il apparaît en même temps du fluorure mercureux :



$$F_6Se + 2Hg \rightarrow 2FHg + F_4Se.$$

La réaction est plus rapide en présence d'éther anhydre.

Comme pour F_6Se, il est possible de doser le tétrafluorure par son action

sur un excès d'une solution titrée d'hyposulfite de sodium en présence d'un peu d'iodure de sodium. Pour atténuer la réaction vive du tétrafluorure sur l'eau et éviter des pertes, la prise d'essai est d'abord diluée avec un peu d'éther. La précipitation du sélénium est lente à la température ordinaire. On l'abrège en portant le mélange aux environs de 55°. L'excès d'hyposulfite est titré par l'iode. On observe la correspondance d'une molécule de F_4Se pour quatre d'hyposulfite. Le résultat est identique si le tétrafluorure a été au préalable décomposé par l'eau en FH et SeO_3H_2.

Avec l'hyposulfite seul, les résultats sont inconstants et varient entre 3,5 et 4 mol d'hyposulfite pour une de F_4Se.

(1) *J. Chem. Soc.*, 1952, p. 1231-1233.
(2) *J. Chem. Soc.*, 1928, p. 1603-1607.
(3) *J. Chem. Soc.*, 1953, p. 3617-3619.
(4) C. DAGRON, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 418.
(5) C. DAGRON, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1027.

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude du diagramme de fusion tungstène-silicium.* Note (*) de MM. **René Blanchard** et **Jean Cueilleron**, présentée par M. Louis Hackspill.

Ce diagramme est établi par mesure des points de fusion, analyse chimique, étude métallographique et étude aux rayons X d'un très grand nombre d'alliages W-Si. Il montre l'existence des composés : W_5Si_3 et WSi_2. Il présente trois eutectiques : W-W_5Si_3, W_5Si_3-WSi_2 et WSi_2-Si fondant respectivement à 2 210, 2 010 et 1 390° C.

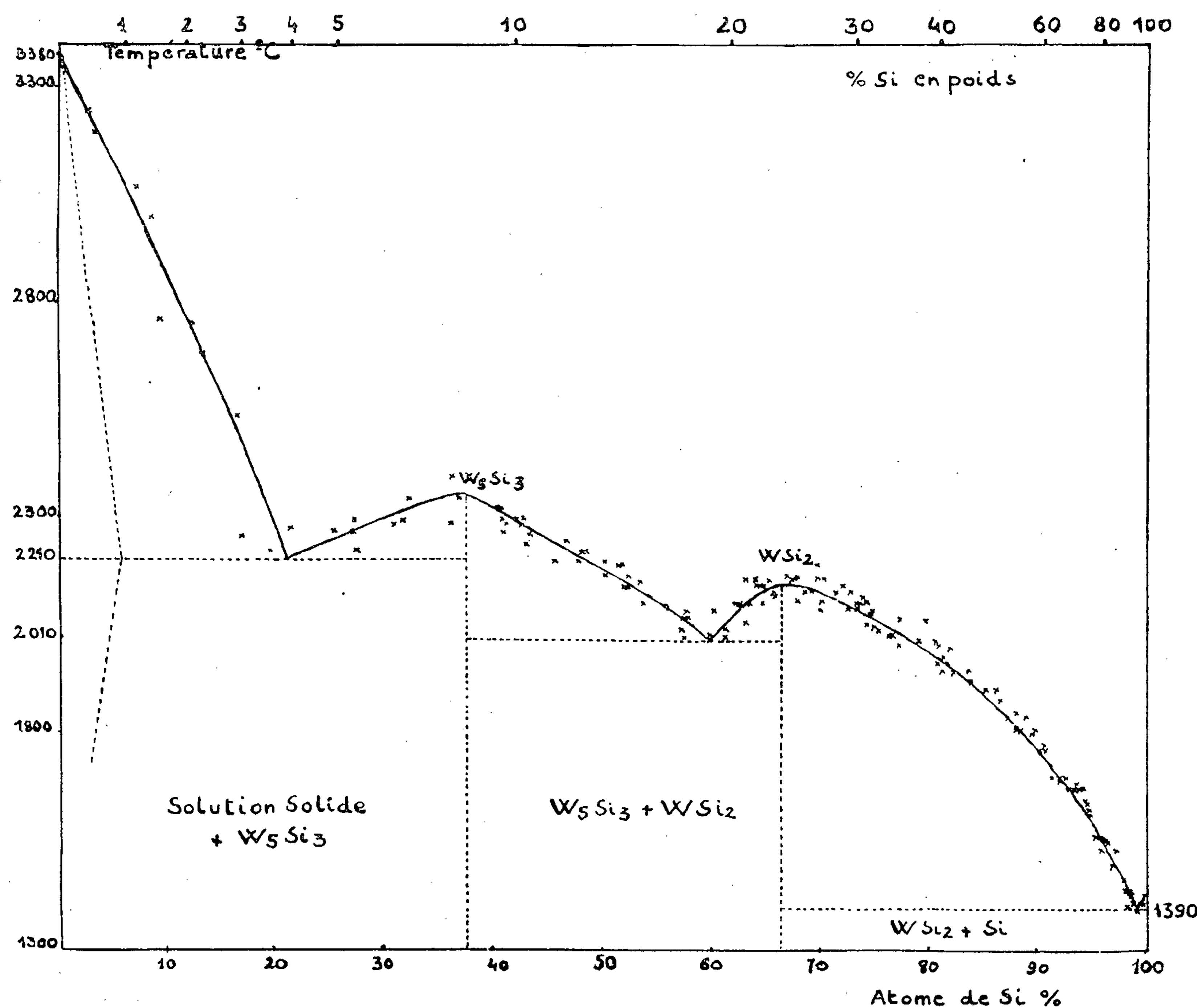
H. Moissan (1) signale que le tungstène et le silicium forment un alliage à haute température. Depuis 1945 de nombreuses études ont été effectuées; Brewer et ses collaborateurs (2) à l'aide des rayons X ont étudié les phases présentes dans l'alliage, E. Gallistl (3) a tracé une ébauche de ce diagramme. Nous avons complété le travail de cet auteur.

Pour étudier ce diagramme, il faut préparer les alliages, mesurer leur température de fusion, les analyser, ensuite préciser les résultats obtenus par examen au microscope métallographique et examen aux rayons X.

Nous préparons les siliciures de tungstène en fondant à l'arc électrique, en atmosphère d'hydrogène, un mélange pulvérulent de tungstène industriel titrant 98 à 99 % et de silicium Merck (95 à 97 % de Si) ou même de silicium Péchiney extra pur. La fusion se fait en courant continu (160 à 215 A sous 30 V), la cathode est une baguette de tungstène de 5 mm de diamètre, l'anode est constituée soit par un creuset, soit par une petite lingotière de graphite, ce qui permet d'obtenir les alliages sous forme de

baguettes de 3 à 4 cm de long et de 2 à 5 mm de diamètre. Le creuset ou la lingotière sont soigneusement brasqués au silicium.

Le point de fusion des siliciures est déterminé en fondant par effet Joule les baguettes précédentes. Pour ceci, la baguette placée dans un courant d'hydrogène est serrée dans deux blocs de graphite de gros diamètre servant d'amenée de courant. La température de brillance de



fusion du siliciure est mesurée au moyen d'un pyromètre à filament disparaissant. Pour pouvoir calculer ([4]) les températures vraies de fusion, nous avons déterminé le pouvoir émissif monochromatique des échantillons en mesurant simultanément la température d'une baguette de tungstène chauffée par effet Joule et celle d'un morceau de siliciure placé sur elle. Il faut tenir compte pour ceci de la différence de température qui existe entre la baguette support et l'échantillon, différence que nous déterminons en remplaçant le morceau de siliciure par un morceau de tungstène. La température vraie du support de tungstène est calculée à partir de sa température de brillance, connaissant son pouvoir émissif. Nous déterminons le point de fusion, assez bas, des alliages riches en silicium, en

plaçant un échantillon de siliciure sur une baguette chauffée par effet Joule et en procédant comme ci-dessus pour obtenir la température vraie de fusion.

L'analyse des échantillons dont on connaît la température de fusion est faite ainsi : le siliciure mis dans un creuset de platine est couvert par un mélange à parts égales de carbonate de sodium et de carbonate de potassium et chauffé très lentement pendant 1 h 30 mn de façon à ne pas fondre la partie superficielle pour éviter la formation de SiH_4, puis l'attaque est terminée à température plus élevée. Après dissolution dans l'eau chaude la silice impure est précipitée par ClH, filtrée, calcinée, pesée. Le résidu est repris par quelques gouttes de SO_4H_2 et 5 ml de FH, évaporé, calciné, pesé; la différence de poids entre les deux pesées donne la silice. Le tungstène est dosé par la méthode de Jilek et Rysanek ([5]) : précipitation du tungstène, par l'oxine, en milieu oxalique.

Connaissant le point de fusion et la composition des alliages, nous pouvons tracer le diagramme de fusion. Nous vérifions nos résultats par examen métallographique et examen aux rayons X.

Les échantillons polis (dernier polissage avec de l'alumine 24 h) sont examinés au microscope métallographique sans attaque chimique, puis après attaque [solution $Fe(CN)_6K_4$ dans la soude, et soude 4 N]. Des clichés sont pris avec un grossissement de 280.

Ces examens avant et après attaque chimique conduisent aux mêmes conclusions : de 0 à 8,36 % de silicium, il existe une solution solide de silicium dans le tungstène et du siliciure W_5Si_3; de 8,36 à 23,33 % de silicium il existe deux siliciures W_5Si_3 et WSi_2; au-delà de 23,33 % de silicium des cristaux de WSi_2 sont disséminés dans du silicium amorphe.

L'étude de la diffraction des rayons X par ces alliages (Debye-Scherrer avec la raie K_α du cuivre) permet d'identifier les phases présentes. En fonction des déterminations de W. H. Zachariasen ([6]) et des données de J. D. Hanavalt, H. W. Rinn et L. K. Frevel ([7]) sur le siliciure WSi_2 et le tungstène et le silicium, les spectres de rayons X permettent de conclure à l'existence de :

$W + W_5Si_3$ de 0 à 8,36 % de silicium;

$W_5Si_3 + WSi_2$ de 8,36 à 23,33 % de silicium;

$WSi_2 + Si$ de 23,33 à 100 % de silicium.

Nous avons complété ce travail en examinant quelques propriétés des siliciures : ce sont des corps d'aspect métallique devenant de plus en plus ternes quand le pourcentage de silicium croît. Leur dureté est élevée, mais ils sont assez fragiles. WSi_2 a une densité de 9,3 et W_5Si_3 de 13,9.

Ces alliages ne sont pas attaqués par les acides minéraux, seuls l'eau régale et surtout le mélange nitrofluorhydrique les dissolvent. L'eau régale réagit plus facilement avec les composés riches en tungstène et surtout

avec W_5Si_3. L'attaque par les alcalis est d'autant plus rapide que les siliciures sont plus riches en silicium et que l'alcali est plus concentré. Les carbonates alcalins fondus ainsi que le peroxyde de sodium les dissolvent facilement. Les oxydants (eau oxygénée, nitrite de sodium) réagissent surtout avec les composés riches en tungstène. Par oxydation anodique dans une solution d'acide chlorhydrique N/10 on isole le siliciure WSi_2. Ce composé a une couleur grise, il possède l'éclat métallique, il a une densité de 9,26; par analyse, nous trouvons une composition moyenne de 22,66 % de silicium et de 76,17 % de tungstène, les pourcentages théoriques de WSi_2 étant de 23,33 et de 76,67 %.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, **123**, 1896, p. 13.

(2) L. Brewer, A. W. Searcy, D. H. Templeton et C. H. Dauben, *J. Amer. Ceram. Soc.*, **33**, 1950, p. 291.

(3) *Thèse Tech. Hochsch.*, Graz, 1950.

(4) Ribaud, *Mesure des Températures*, Librairie Armand Colin, 1941.

(5) *Coll. Trav. Chim. Tchécoslovaquie*, 5, 1933, p. 136.

(6) *Z. Phys. Chem.*, **128**, 1927, p. 39.

(7) *Ind. Eng. Chem.*, **10**, 1938, p. 457.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'aspect stéréochimique de l'acétylation des alcènes par l'anhydride acétique*. Note (*) de M. **Paul Arnaud**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'auteur montre que certains des catalyseurs utilisés dans ce type de réaction conduisent à un mélange de deux cétones éthyléniques conjuguées stéréoisomères, ainsi parfois qu'à une forme non conjuguée de ces composés.

En outre, ces catalyseurs peuvent manifester une action isomérisante sur les hydrocarbures éthyléniques traités.

Ayant montré (1) que, parmi les méthodes classiques de préparation des cétones α.β-éthyléniques, la déshydratation des cétols α-tertiaires et β-secondaires, par l'acide sulfurique concentré exclusivement, pouvait conduire à un mélange de deux formes stéréoisomères des cétones du type $R.CH{=}C(R').CO.CH_3$, nous avons examiné les possibilités, à cet égard, des réactions d'acétylation des alcènes.

La littérature fait allusion (2), à propos d'une étude des réarrangements des dinitrophénylhydrazones, à deux formes conjuguées et une forme non conjuguée de la triméthyl-4.6.6 hepténone-2. L'origine de ces composés n'est pas précisée, mais ils peuvent, en principe, être obtenus par l'acétylation du triméthyl-2.4.4 pentène-1, l'un des constituants du diisobutylène. Nous avons donc choisi cet exemple pour la présente étude.

La distillation du diisobutylène dans une colonne Podbielniak, type semi-cal,

équivalente à 200 plateaux théoriques environ, nous a fourni très purs les deux constituants de ce mélange :

Triméthyl-2.4.4 pentène-1, $É_{700}$ 98°,6; n_D^{20} 1,4096.
Triméthyl-2.4.4 pentène-2, $É_{700}$ 101°,2; n_D^{20} 1,4171.

Nous avons, tout d'abord, réalisé l'acétylation du triméthyl-2.4.4 pentène-1 par l'acide acétyl-sulfoacétique ([3]) :

On agite pendant 20 mn à 80° un mélange de 49 g (0,5 mole) d'acide sulfurique à 100 % et 102 g (1 mole) d'anhydride acétique. On refroidit à 40° et ajoute 51 g d'anhydride acétique et 168 g (1,5 mole) de carbure éthylénique. On agite pendant 1 h à cette température, puis décante la couche organique, extrait, neutralise au bicarbonate de soude, sèche et distille.

On obtient ainsi 120 g (Rdt 52 %) d'un produit : $É_{11}$ 70-85° ; n_D^{20} 1,4545 ; ultraviolet : $\lambda_{max} = 243$ et 315 mμ, $\varepsilon_{max} = 12\,300$ et 75.

La distillation analytique de ce produit brut (appareil Podbielniak, mini-cal, 80 plateaux théoriques) montre qu'il contient :

20 % : $É_{50}$ 102°,5; n_D^{20} 1,4539 ; ultraviolet : $\lambda_{max} = 244$ mμ; $\varepsilon_{max} = 12\,500$; DNPH, F 111°; $C_{16}H_{32}O_4N_4$, % N : calculé 16,77; trouvé 16,82.

80 % : $É_{50}$ 108°,5 ; n_D^{20} 1,4550; ultraviolet : $\lambda_{max} = 244$ mμ; $\varepsilon_{max} = 13\,500$; DNPH, F 165°,5; $C_{16}H_{32}O_4N_4$, % N : calculé 16,77; trouvé 16,81.

Le premier de ces composés, une cétone éthylénique conjuguée, fournit par hydrogénation sur platine à la pression atmosphérique de la triméthyl-4.6.6 heptanone-2 : SC, F 136°,5 [littérature ([4]) 135-136°], DNPH, F 72,5-73°.

Son oxydation permanganique donne de la méthyl-néopentyl-cétone, enfin son poids moléculaire (cryoscopie dans le benzène) a été trouvé égal à 154,2 (théorie 154 pour $C_{10}H_{18}O$).

La seconde fraction, également une cétone α.β-éthylénique, conduit par hydrogénation à la même cétone saturée.

Il ne subsiste donc aucun doute qu'il ne s'agisse de deux formes stéréoisomères de la triméthyl-4.6.6 heptène-3 one-2.

Les spectres infrarouges de ces deux composés ne peuvent que confirmer cette conclusion. Assez voisins dans l'ensemble, ils diffèrent principalement par la position de la bande δ′(C—H) de leur double liaison du type —CH=C— (avec un trait vertical sous le C) : respectivement 833 et 848 cm^{-1}.

Le chlorure de zinc ([5]) et le chlorure stannique (ce dernier habituellement utilisé avec le chlorure d'acétyle), nous ont permis d'obtenir : une très faible quantité (environ 5 %) de forme conjuguée « inférieure », 10 à 15 % de cétone conjuguée « supérieure » et par ailleurs une proportion importante d'une cétone non conjuguée : $É_{50}$ 102°,7; n_D^{20} 1,4400; ultraviolet : $\lambda_{max} = 283$ mμ; $\varepsilon_{max} = 230$.

L'obtention, par hydrogénation de cette cétone éthylénique non conjuguée, de la même cétone saturée que précédemment, et la présence d'une double

liaison méthylénique [δ'(C—H) à 890 cm^{-1}, très intense], permettent d'identifier ce composé à la diméthyl-6.6 méthylène-4 heptanone-2.

Enfin, le fluorure de bore, toujours avec l'anhydride acétique, ne nous a fourni que la forme $\beta.\gamma$-éthylénique (80 %) et la forme conjuguée supérieure (20 %).

Au cours de cette étude de l'acétylation des alcènes par l'anhydride acétique en présence de catalyseurs variés, nous avons donc à nouveau pu mettre en évidence l'influence isomérisante de l'acide sulfurique concentré au moment de la formation d'une double liaison, puisque c'est au cours du premier de nos essais (acide acétyl-sulfoacétique et acide sulfurique concentré) que nous avons obtenu les quantités les plus importantes de l'isomère « inférieur ».

Remarque. — Le traitement, dans les mêmes conditions, par ces divers réactifs, du triméthyl-2.4.4 pentène-2, conduit aux mêmes composés. Il se produit donc, sous l'influence de ces différents catalyseurs, une isomérisation du carbure, par migration de la double liaison en bout de chaîne.

Quel que soit le composé de départ, l'analyse infrarouge du carbure non transformé récupéré montre qu'il contient du triméthyl-2.4.4 pentène-1 et du triméthyl-2.4.4 pentène-2 dans les mêmes proportions (respectivement 80 et 20 %) que le diisobutylène « naturel ». Il se produit donc une véritable mise en équilibre des deux formes du carbure éthylénique.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) R. Heilmann, G. de Gaudemaris et P. Arnaud, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1433; P. Arnaud, *Thèse*, Grenoble, 1956.

(2) Braddock et coll., *Anal. Chem.*, 1953, p. 302.

(3) Doumani et Cuneo, U.S. Pat. 2.411.823 (*Chem. Abstr.*, **41**, p. 1234 *d*).

(4) Doumani, U.S.Pat. 2.394.848 (*Chem. Abstr.*, **40**, p. 3461[3]).

(5) Byrns et Doumani, *Ind. Eng. Chem.*, 1943, p. 349.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'absorption ultraviolette des nitriles éthyléniques.* Note (*) de M. **René Heilmann**, Mme **Jane-Marie Bonnier** et M. **Gabriel de Gaudemaris**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs ont examiné l'absorption dans l'ultraviolet d'une série de nitriles non saturés conjugués ou non.

Il a été possible de dégager une règle, analogue à la règle de Woodwards utilisée dans le cas des cétones éthyléniques.

Bien que la littérature consacrée à l'absorption ultraviolette des systèmes conjugués soit volumineuse, on y trouve fort peu de travaux relatifs au cas des nitriles non saturés. Aussi, nous sommes-nous proposés d'étudier plus à fond cette question.

1° *Nitriles de la forme* (R')(R'')C=CH—C≡N. — Par action de l'acide cyanacétique sur les composés carbonylés (1) on forme un α carboxynitrile non

saturé qui, sous l'action de la chaleur, en présence de cuivre en poudre, est décarboxylé. Nous avons observé que les rendements en nitrile non saturé conjugué sont accrus en substituant l'oxyde cuivrique au cuivre en poudre.

2° *Nitriles de la forme* (R')(R'')C=C(R)—C≡N. — L'action, dans les conditions habituelles, du cyanure de sodium en milieu sulfurique sur des composés carbonylés convenables, fournit les cyanhydrines correspondantes que l'on peut déshydrater en milieu pyridiné par l'oxychlorure de phosphore ([2]).

Les diverses formes stériques possibles des nitriles $\alpha\beta$ et $\beta\gamma$ éthyléniques obtenues au cours des diverses préparations sont séparées par distillation analytique dans une colonne Podbielniak.

Les détails de ces préparations seront publiés ultérieurement.

Nous avons groupé dans le tableau suivant les propriétés des divers nitriles préparés dont les isomères ont été effectivement séparés par distillation analytique.

Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un spectrophotomètre « Beckman DU » équipé d'un photomultiplicateur d'électrons.

N°.	(R') (R'') C=C—C≡N, | R	Méthode.	Rendement (%).	É (° C).	Indice : n_D^{20}.	(Solvant C_2H_5OH) λ_{max} (mμ).	ε_{max}. —
1......	R = H, R' = H, R'' = H	–	Rectification du produit commercial	76,5–77	1,3926	203	6 100
2......	R = CH_3, R' = H, R'' = H	II	75	92 –93	1,4012	203	8 900
3......	R = H, R' = H, R'' = hexyl	I	25	92/9 mm	1,4392	206	5 100
4......	R = C_2H_5, R' = H, R'' = CH_3	II	Fraction 1 : 70	Fraction 1 : 73,9/86 mm	1,4185	208	10 600
			Fraction 2 : 25	Fraction 2 : 86,8/86 mm	1,4304	208	12 500
5......	R = CH_3, R' = H, R'' = CH_3	II	Fraction 1 : 70	Fraction 1 : 57,2/90 mm	1,4224	208	10 400
			Fraction 2 : 25	Fraction 2 : 73/90 mm	1,4314	208	9 950
6......	(cyclohexylidène)C—CN	II	89	54/3 mm	1,4812	208	12 500
7......	R = H, R' = CH_3, R'' = C_2H_5	I	Fraction 1 : 12	Fraction 1 : 79,5/51 mm	1,4410	210	11 500
			Fraction 2 : 50	Fraction 2 : 84,2/51 mm	1,4430	212	11 800
7 *bis*...	Isomère $\beta\gamma$ éthylénique du nitrile 7	I	Fraction 3 : 7	82/51 mm	1,4351	Pas de maximum d'absorption	

(R′) (R″) C=C—C≡N N°	R	Méthode.	Rendement (%).	É(°C).	Indice : n_D^{20}.	(Solvant C_2H_5OH) λ_{max} (mμ).	ε_{max}.
8......	R = H R′ = CH_3 R″ = $CH_3CH_2CH_2$	I	Fraction 1 : 10 Fraction 2 : 30	93,6/51 mm 98,2/51 mm	1,4402 1,4468	213 213	6 300 9 700
8 *bis*...	Isomère βγ éthylénique du nitrile 8	I	Fraction 3 : 35	94/51 mm	1,4360	Pas de maximum d'absorption	
9......	R = t. butyl R′ = H R″ = H	II	76	44/25 mm	1,4216	203	8 500
10......	R = H R′ = H R″ = t. butyl	I	60	63-64/22 mm	1,4338	206	9 300
11......	R = CH_3 R′ = H R″ = pentyl	II	81	80-81/ 9 mm	1,4410	209	13 800
12......	R = CH_3 R′ = CH_3 R″ = CH_3	II	68	61/9 mm	1,4408	215	12 500
13......	R = CH_3 R′ = CH_3—CH_2 R″ = CH_3—CH_2	II	75	103,9/48 mm	1,4528	218	15 400
14......	R = H R′ = CH_3 R″ = hexyl	I	Fraction 1 : 15 Fraction 2 : 35	143/50 mm 149,9/50 mm	1,4508 1,4544	213 213	11 600 14 000
14 *bis*...	Isomère βγ éthylénique du nitrile 14	I	Fraction 3 : 25	145,3/50 mm	1,4468	Pas de maximum d'absorption	

Ces résultats confirment que les nitriles non conjugués ne présentent qu'une absorption décroissante continue, provenant d'un maximum d'absorption situé dans l'ultraviolet lointain ([3]).

Quant aux nitriles conjugués, il semble possible de leur appliquer une règle empirique, analogue à la règle de Woodwards concernant les cétones α.β-éthyléniques.

Substitution.	Non-subst.	α ou β.	α-β ou β-β.	α-β-β.
λ_{max} (mμ)..	203	205 ± 2	210 ± 3	216 ± 2
ε_{max}.......	6 000	6 000 < ε_{max} < 9 000	9 000 < ε_{max} < 14 000	13 500 < ε_{max} < 16 000

Cette règle simple nous paraît donc utilisable dans la détermination des structures de ce genre de composés non saturés.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) LINSTEAD, *J. Chem. Soc.*, 1929, p. 2139 et 1932, p. 443.

(2) BRAUDE, *Ibid.*, 1955, p. 332.

(3) BRAUDE, *Ann. Repts. Progr. Chem.* (*Chem. Soc. London*), 42, 1945, p. 42-105.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Obtention de cétones alléniques.*

Note (*) de M. **Marcel Bertrand**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'oxydation des alcools acétyléniques de formule générale $R-CHOH-CH_2-C\equiv CH$ par l'anhydride chromique en milieu sulfurique ne conduit pas aux cétones acétyléniques attendues, mais à leurs isomères alléniques $R-CO-CH=C=CH_2$.

Les cétones alléniques paraissent peu connues. Aussi avions-nous pensé les préparer par transposition des cétones acétyléniques

$$R-CO-CH_2-C\equiv CH.$$

Or, en effectuant l'oxydation des alcools acétyléniques

$$R-CHOH-CH_2-C\equiv CH$$

par l'anhydride chromique et l'acide sulfurique en milieu acétonique, nous avons été amené à constater que l'oxydation s'accompagne d'un réarrangement qui permet d'obtenir directement les cétones alléniques correspondantes avec des rendements acceptables. Ce procédé nouveau semble particulièrement valable en série aliphatique.

Alors que notre travail était en cours, nous avons eu connaissance d'une publication récente de Mme F. Bardone-Gaudemar (1) qui a obtenu des cétones alléniques aromatiques par condensation du N-N diméthylbenzamide $C_6H_5-CO-N(CH_3)_2$ sur les magnésiens α acétyléniques substitués. L'auteur considère d'ailleurs ce résultat comme un nouveau cas de transposition propargylallénylique [*Voir* aussi (3)].

Trois alcools acétyléniques ont été préparés à partir du bromure de propargyl-magnésium, suivant la méthode décrite par Gaudemar (2) :

L'hexyne-1 ol-4, $CH_3-CH_2-CHOH-CH_2-C\equiv CH$ ($C_6H_{10}O$) (Rdt 64 %); $É_{25}$ 58-59° C; n_D^{20} 1,4437; d_4^{20} 0,8918. R. M_D trouvée : 29,18; R. M_D théorique : 29,43.

L'heptyne-1 ol-4, $CH_3-CH_2-CH^2-CHOH-CH_2-C\equiv CH$ ($C_7H_{12}O$) (Rdt 71 %); $É_{12}$ 59° C; n_D^{20} 1,4446; d_4^{20} 0,8786; R. M_D trouvée : 33,90; R. M théorique : 34,05.

Le butyne-3 phényl-1 ol-1 (Rdt 65 %), $C_6H_5-CHOH-CH_2-C\equiv CH$. Ce dernier produit a été décrit par Gaudemar (2).

Ces alcools ont été mis en solution dans l'acétone, et oxydés au voisinage de 0° C par une solution d'anhydride chromique dans l'acide sulfurique 4N, additionnée lentement de façon à éviter l'échauffement du milieu réactionnel. 90 % de la quantité théorique d'anhydride chromique ont été utilisés.

A la fin de l'addition on abandonne une douzaine d'heures à la tempé-

rature ambiante. On extrait ensuite à l'éther, sèche sur chlorure de calcium anhydre, puis on distille.

Les résultats obtenus sont les suivants :

1° L'oxydation de l'hexyne-1 ol-4 fournit l'hexadiène-1.2 one-4, $CH_3—CH_2—CO—CH=C=CH_2$ (C_6H_8O) (Rdt 62 à 65 %); $É_{20}$ 49-50° C; n_D^{20} 1,4592; d_4^{20} 0,8936. R. M_D trouvée : 29,38; R. M_D théorique : 28,98.

Le spectre d'absorption infrarouge de cette substance présente :

Une bande de très forte intensité à 1948 cm^{-1} caractéristique du groupement allénique;

Une bande de très forte intensité à 1680 cm^{-1} caractéristique de la fonction cétone.

La présence d'une bande faible à 3 480, à 2 220 et à 2 125 cm^{-1} semble indiquer que la cétone allénique est souillée d'un peu d'alcool non oxydé et d'un peu de cétone acétylénique isomère.

2° L'oxydation de l'heptyne-1 ol-4 fournit l'heptadiène-1.2, one-4, $CH_3—CH_2—CH_2—CO—CH=C=CH_2$ ($C_7H_{10}O$) (Rdt 58 à 60 %); $É_{10}$ 52-53° C; n_D^{20} 1,4625; d_4^{20} 0,8813. R. M_D trouvée : 34,36; R. M_D théorique : 33,60.

Le spectre d'absorption infrarouge présente :

Une bande de très forte intensité à 1938-1950 cm^{-1};

Une bande de très forte intensité à 1680 cm^{-1}.

La présence d'une bande faible à 3 480, à 2 220 et à 2120 cm^{-1} semble indiquer la présence d'un peu d'alcool non oxydé et d'un peu de cétone acétylénique isomère.

3° L'oxydation du butyne-3 phényl-1 ol-1 conduit à un produit qui se polymérise en grande partie au cours de la distillation. La fraction recueillie est probablement un mélange de cétone allénique et de cétone acétylénique.

Le spectre infrarouge correspondant présente en effet deux bandes d'intensité équivalente à 2 230 et à 1950 cm^{-1}.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1895.

(2) *Thèse*, Paris, mars 1956.

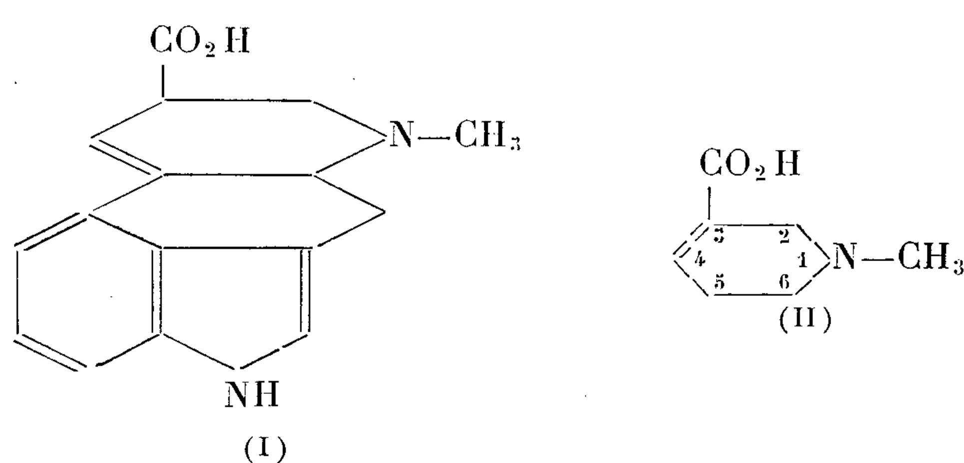
(3) Mme Bardone-Gaudemar, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2471.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Quelques nouveaux amides de l'acide* N-*méthyl-tétrahydro*-1.2.5.6 *pyridine-carboxylique*-3, *agissant sur le système nerveux central.* Note (*) de Mme **Germaine Thuillier**, MM. **Paul Rumpf**, **Hiroshi Nakajima** et **Jean Thuillier**, présentée par M. Marcel Delépine.

En raison d'analogies structurales avec le diéthylamide de l'acide lysergique (L. S. D.), on a préparé l'arécaïdinamide et une série de produits de substitution sur l'azote amidique. Diverses actions pharmacologiques ont été étudiées comparativement à celles du L. S. D.

Le diéthylamide de l'acide lysergique (L. S. D.) dont la structure fut établie par Stoll [1] provoque chez l'Homme, à des doses très faibles (50 à 100 μg), des modifications psychiques qui ont permis d'importantes études psychopharmacologiques [2].

Nous avons essayé de savoir si l'activité particulière du L. S. D. pouvait se retrouver dans des molécules moins complexes. Dans la formule de l'acide lysergique (I) on peut mettre en évidence le noyau tétrahydro-1.2.3.6 N-méthylnicotinique. L'arécaïdine, ou acide tétrahydro-1.2.5.6 N-méthylnicotinique (II) permet d'accéder à des dérivés de ce type ne différant que par la position de la double liaison :



Nous nous proposons de préparer ultérieurement les amides des acides isomères tétrahydro-1.2.3.6 et -1.4.5.6 N-méthylnicotiniques, mais le fait que l'arécaïdine soit un des principes actifs de l'Areca Catechu qui entre dans la composition masticatoire psychostimulante dénommée *bétel* [3] utilisée par les habitants de la Malaisie, nous a incités à effectuer dans un premier temps la synthèse des amides substitués de cet acide.

Au moyen d'un excès de chlorure de thionyle, l'arécaïdine a été transformée en son chlorhydrate de chlorure qui a ensuite été mis en suspension dans du benzène anhydre et traité à froid par un excès de l'amine appropriée. On complète la réaction en chauffant à reflux pendant 2 h, on lave la phase benzénique avec une solution concentrée de soude, puis on chasse le benzène et on distille l'amide sous pression réduite. Les amides basiques sont transformés en leurs chlorhydrates par l'acide chlorhydrique gazeux sec en milieu éthéré. Le rendement global varie de 50 à 65 % par rapport au rendement théorique.

P. Karrer [4] avait déjà préparé l'arécaïdinamide, avec des rendements médiocres, en traitant l'arécoline par l'ammoniac sous pression. Nous l'avons préparé en traitant le chlorhydrate de chlorure de l'arécaïdine en suspension dans le chloroforme par un excès d'ammoniac gazeux à froid.

Les amides substitués de l'arécaïdine sont des liquides huileux, incolores, à réaction fortement basique, très solubles dans l'eau, solubles dans le benzène, l'éther, l'alcool, le chloroforme. Les chlorhydrates correspondants

sont incolores, bien cristallisés, mais ils retiennent parfois très énergiquement de l'eau et de l'acide chlorhydrique (en particulier le N-diméthylé).

TABLEAU I.

	Chlorhydrates d'arécaïdinamides.	Formule brute.	F (° C).	É base.
I.......	Non substitué	$C_7H_{13}ON_2Cl$	226	F 160°
II......	N-éthylé	$C_9H_{17}ON_2Cl$	166	165°/12 mm
III.....	N-diméthylé	$C_9H_{17}ON_2Cl$	Vers 156	148/20 »
IV.....	N-diéthylé	$C_{11}H_{21}ON_2Cl$	176	145/20 »
V......	N-pentaméthylénique	$C_{12}H_{21}ON_2Cl$	163	170/12 »
VI.....	N-diméthylamino-3 propylé	$C_{12}H_{25}ON_3Cl_2$	216	192/15 »

La toxicité aiguë (D. L. 50) de ces produits, plus faible que celle du diéthylamide de l'acide lysergique (L. S. D.), est semblable à celle de l'arécaïdine (*cf.* tableau II).

Ce sont des hypotenseurs brefs sans action marquée sur le système nerveux autonome, mais alors que l'arécaïdine n'agit que faiblement sur le système nerveux central, ses amides sont nettement actifs; leurs effets centraux, analogues à ceux du L. S. D., sont caractérisés chez les animaux par une hyperexcitabilité globale aux stimuli, par des tremblements et de la rétropulsion. Ces phénomènes qui surviennent dès l'administration des produits précèdent un arrêt de l'activité spontanée avec perte de l'initiative motrice. A cette sidération psychomotrice, surtout nette avec les dérivés III et IV, succèdent, pour des doses léthales, des phénomènes convulsifs et la mort.

TABLEAU II.

D.L. 50, dose léthale pour 50% des animaux; I.V., injection intraveineuse; I.P., injection intrapéritonéale.

Produits.	D. L. 50 Souris (mg/kg) I. V.	Action sur la tension artérielle du Lapin. (mg/kg) I. V.	— Hypotension.	Comportement des animaux, Souris. (mg/kg) I. P.	Excitation initiale.	Dépression secondaire.
L. S. D..........	50	0,1	+++	50	++++	++
Arécaïdine......	400	5	+++	250	0	+
I..............	250	5	++	200	++	++
II.............	400	5	±	250	+++	+±
III............	350	5	++±	150	+	+++
IV.............	250	5	++±	150	+	+++
V..............	350	5	++	300	+±	++
VI.............	350	5	+	200	0	++

Une très nette ressemblance existe entre les excitations provoquées par le L. S. D. et par les amides de l'arécaïdine, mais la dépression qui leur fait suite ne présente pas de composante catatonique; on a même observé

que le N-diméthylarécaïdinamide est antagoniste de l'hyperexcitabilité provoquée par le L. S. D.

(*) Séance du 18 mars 1957.

([1]) A. STOLL, A. HOFFMANN et F. TROXLER, *Helv. Chim. Acta*, 32, 1949, p. 506.

([2]) W. A. STOLL, *Schweiz Arch. Neur. und Psych.*, 60, 1947, p. 279.

([3]) DORVAULT, *Nouvelle Officine*, Paris, 2, 1955, p. 180.

([4]) *Helv. Chim. Acta*, 27, 1944, p. 1698-1700.

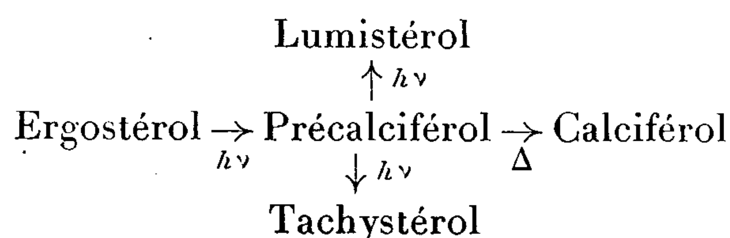
CHIMIE ORGANIQUE. — *Analogues étio du précalciférol.* Note (*) de

MM. LÉON VELLUZ, GASTON AMIARD et BERNARD GOFFINET, présentée par M. Charles Dufraisse.

L'irradiation ultraviolette de l'étioergostérol fournit l'étioprécalciférol, dont dérive l'étiocalciférol par isomérisation non photochimique.

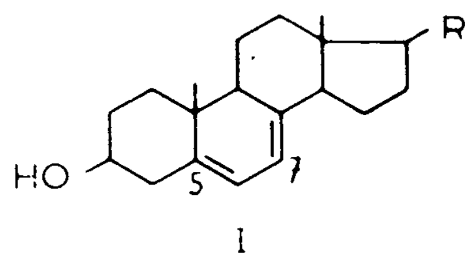
L'isolement du précalciférol, précurseur *thermique* du calciférol ([1]), ([2]), la notion d'équilibre entre le précalciférol et le calciférol ([3]), ([4]), la photochimie du précalciférol ([5]) ont profondément modifié le schéma de séquence des isomères entre l'ergostérol, I*a*, et le calciférol, III*a*.

Le précalciférol, II*a*, devient, en effet, l'intermédiaire-clef dont dérivent, par des mécanismes distincts, le lumistérol, le tachystérol et le calciférol, connus depuis plus longtemps.

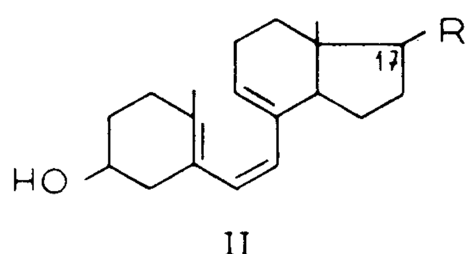


Pour compléter ces résultats, nous avons cherché à obtenir, par l'irradiation de diènes stéroïdes offrant une structure *étio*, c'est-à-dire sans chaîne latérale, des analogues du précalciférol.

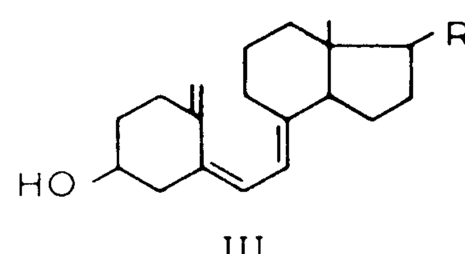
Nous avons pu séparer ces analogues sous forme d'esters. Nous les nommons ci : étioprécalciférols, étiocalciférols.



I



II



III

a) $R = C_9H_{17}$
b) $R = H$
c) $R = OH$

A. Le $\Delta^{5,7}$-androstadiène 3β-ol, I*b*, ou étioergostérol, a été obtenu, selon H. De Vries et H. J. Backer ([6]), par action du N-bromosuccinimide sur le 3β acétoxy Δ^{5}-androstène, débromhydratation et saponification.

Dans nos essais, l'irradiation de ce diène a été suivie par l'évolution du spectre ultraviolet. Après traitement à l'anhydride citraconique pour séparer l'analogue du tachystérol — décelé par sa forte absorption vers 280 mμ —, on a isomérisé l'éventuel étioprécalciférol en étiocalciférol par un léger chauffage, puis on a estérifié par le chlorure de 4-méthyl 3.5-dinitrobenzoyle et séparé le dinitrotoluate d'étiocalciférol en petits prismes jaunes, F 125°, $[\alpha]_D + 76°$ ($c = 2$ %, benzène).

Le dinitrotoluate d'étiocalciférol, soumis à un léger chauffage en benzène, à l'obscurité, se transforme partiellement, comme prévu ([1]), ([2]), en dinitrotoluate d'étioprécalciférol qu'on isole par chromatographie, sans qu'il soit cependant possible de l'obtenir cristallisé, $[\alpha]_D^{20} + 30°$ ($c = 2,4$ %, benzène).

On procède, dans les mêmes conditions et sous forme de dinitrotoluate, à la transformation inverse étioprécalciférol → étiocalciférol, par chauffage à 60° d'une solution benzénique à 5 %.

B. Une seconde série d'expériences a été réalisée à partir du $\Delta^{5,7}$-androstadiène 3β, 17β-diol ou 17β-hydroxy étioergostérol, I*c*, préparé selon Antonucci et coll. ([7]) à partir du 3β, 17β-diacétoxy Δ^{5}-androstène. La voie est la même que pour l'étioergostérol.

Nos observations. en tous points semblables aux précédentes, ont conduit à l'isolement, d'une part, du bis-dinitrobenzoate du 17β-hydroxyétiocalciférol, en petits prismes jaunes, F 155-160°, $[\alpha]_D - 26°$ ($c = 1$ %, benzène), d'autre part, du bis-dinitrobenzoate du 17β-hydroxyétioprécalciférol, en gros prismes jaune orangé, F 171-172°, $[\alpha]_D + 72°$ ($c = 0,5$ %, benzène).

17β-Hydroxyétioprécalciférol (éther-hexane).

En benzène, l'équilibre thermique entre les deux substances s'établit aussi facilement dans ce cas, toujours en faveur du calciférol (environ 80 %).

A partir des bis-dinitrobenzoates, nous avons obtenu, par saponification à

basse température, le 17 β-hydroxyétiocalciférol, III*c*, en prismes incolores, F 110°, $[\alpha]_D + 41°$ ($c = 1$ %, méthanol), et le 17β-hydroxyétioprécalciférol, II*c*, en cristaux hexagonaux incolores, F 110° (déc.), $[\alpha]_D + 8°$ ($c = 0,5$ %, méthanol) [microphotographie].

Il est à noter que, jusqu'ici, nous avions obtenu sous formes cristallisées les dinitrobenzoates des précalciférols et non les alcools libres.

C. Les spectres ultraviolets des analogues étio ainsi obtenus sont du même type que ceux des calciférols et précalciférols déjà connus.

L'étiocalciférol et son dérivé 17β-hydroxylé présentent un seul maximum très arrondi à 265 mμ, comme dans le cas des calciférols 2 et 3. Les coefficients d'absorption ε sont du même ordre de grandeur : respectivement 16 000 et 18 300 (18 400 pour le calciférol 2).

L'étioprécalciférol et son dérivé 17β-hydroxylé offrent aussi un maximum très arrondi à 263 mμ, comme les précalciférols 2 et 3. Les coefficients ε varient de 10 000 à 11 000 (9 600 pour le précalciférol 2).

Quant aux spectres infrarouges des étioprécalciférols, II*b*, II*c*, ils sont en faveur de la structure déjà assignée au précalciférol II*a* [5]. En particulier, la faiblesse de l'absorption vers 890 cm^{-1}, comparativement à celle du calciférol et de ses analogues, confirme l'absence du méthylène en 10, ici remplacé par un méthyle.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) L. Velluz et G. Amiard, *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 692.
(2) L. Velluz, A. Petit et G. Amiard, *Bull. Soc. Chim.*, 1948, p. 1115.
(3) L. Velluz et G. Amiard, *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 853.
(4) L. Velluz, G. Amiard et A. Petit, *Bull. Soc. Chim.*, **16**, 1949, p. 501.
(5) L. Velluz, G. Amiard et B. Goffinet, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2076, 2156 et 2326; *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 1341.
(6) *Rec.*, **71**, 1952, p. 719.
(7) R. Antonucci, S. Bernstein, D. Giancola et K. J. Sax, *J. Org. Chem.*, **16**, 1951, p. 1126.

MINÉRALOGIE. — *Age absolu apparent des zircons d'Espaly (Haute-Loire).*

Note de Mme **Arlette Hée** et M. **Louis Flesch**, présentée par M. Charles Maurain.

D'après A. Lacroix [1], ces zircons sont abondants dans les sables du petit ruisseau dénommé Riou Pezzouliou, près du village d'Espaly, à 2 km de Puy-en-Velay (Haute-Loire). Il est facile de s'en procurer dans le commerce chez les fournisseurs d'échantillons géologiques. C'est pour cette raison qu'ils sont parmi les premiers cristaux utilisés, dès le début de nos recherches, pour la détermination dè l'âge des granites par la méthode de E. Larsen et ses collaborateurs [2].

Ces cristaux macroscopiques ont une radioactivité répartie plus régulièrement que celle des zircons microscopiques du granite d'Andlau, mais elle est très faible et la méthode photographique est celle qui convient le mieux pour cette étude. Nous avons utilisé des temps de pose d'environ 200 h, en évitant toute cause de fading. Les masses superficielles ont été de l'ordre de 15 et 1,5 mg/cm². Les résultats obtenus avec ces dernières masses, relativement faibles, ont été corrigés en utilisant la courbe d'absorption établie avec les zircons d'Andlau imparfaitement purifiés et renfermant des atomes d'uranium et de thorium dans le rapport N′ Th/N′ U = 0,6 (3).

Nous rappelons que cette courbe correspond à un coefficient d'absorption égal à 3,75 et qu'elle est en bon accord avec la formule établie par Mme I. Joliot-Curie (4) pour les lames épaisses étudiées à la chambre d'ionisation. Lorsque la lame est étudiée par la méthode photographique, il est facile de voir en comparant les nombres qui entrent dans les formules, que le coefficient d'absorption doit être au moins de 10 % plus élevé. Le rapport N′ Th/N′ U n'étant, au maximum, qu'égal à 0,35, il y a lieu d'augmenter encore le nombre de trajets de 3 % environ.

Enfin, à ces premières corrections s'ajoute celle qui accompagne tous les cas d'utilisation de la méthode photographique, que les masses superficielles soient faibles ou constituent des lames épaisses. Cette troisième correction est également, en moyenne, de 10 % d'après les expériences de Yagoda (5) et les nôtres (3). Connaissant le nombre de rayons α émis par heure, par l'uranium et le thorium contenu dans 1 mg de zircon, on peut en déduire la concentration en uranium et en thorium.

Nous ajoutons que P. Keller (6), avec un spectromètre à scintillations, a pu exprimer, par comparaison avec une substance étalonnée, l'activité totale en équivalent d'uranium des zircons d'Espaly. Il a trouvé $4,6.10^{-4}$ g/gU. L'étude des spectres montre que la quantité de thorium est très faible; en admettant le rapport le plus faible trouvé par la méthode photographique, on en déduit les concentrations correspondantes en uranium et en thorium.

Enfin, dans une conférence faite à Strasbourg en 1920 par Mlle E. Gleditsch (7), on trouve le relevé des âges de divers zircons déterminés par Lord Rayleigh utilisant la méthode de l'hélium. Parmi ces zircons figurent ceux d'Espaly. Il est remarquable que Lord Rayleigh ait trouvé une radioactivité de $3,15.10^{-4}$ g/gU très voisine de celle que nous trouvons. Le thorium est pour lui totalement absent, ce qui n'est pas surprenant étant données les difficultés du dosage.

La détermination de la masse de plomb radiogénique contenue dans 1 g de zircon a été faite à l'aide d'un spectrographe à réseau 2 M. ARL (8). Les concentrations trouvées sont comprises entre 6 et 7 p. p. m.

Nous rappelons la formule donnant l'âge des minéraux en fonction des concentrations en Pb, U et Th :

$$t = \frac{m_{Pb}}{C_U + 0,36\,C_{Th}} \times 7\,600.10^6.$$

Le tableau ci-dessous renferme les résultats obtenus par diverses méthodes. Les nombres reproduits concordent assez bien et l'âge des zircons d'Espaly serait donc de $(140 \pm 20).10^6$ ans.

Ces zircons accompagnent les basaltes tertiaires de la Haute-Loire, c'est pourquoi ils ont été considérés par Mlle Gleditsch comme devant appartenir au Miocène. D'après l'échelle d'Holmes, ils devraient être âgés de 30.10^6 ans. Lord Rayleigh ne trouvait que $6,3.10^6$ ans. Une fois de plus on constatait que l'hélium avait dû s'échapper et que l'âge obtenu ne représentait qu'un minimum.

Nos résultats donnent 140.10^6 années. Comment expliquer une si grande différence ? L'étude de A. Lacroix sur les zircons d'Espaly ne permet pas de supposer qu'ils appartiennent au Miocène. Ce grand minéralogiste les a trouvés dans des granulites plus ou moins fondues qui constituent la gangue originelle de ces minéraux. Les zircons d'Espaly se trouvent mêlés aux roches basaltiques miocènes grâce à un remaniement, mais ils sont antérieurs aux basaltes. La question se pose de savoir si les 140.10^6 ans représentent l'âge de la roche initiale détruite au tertiaire par les coulées basaltiques.

	Photographie : lames épaisses.		Photographie : lames minces.			Spectromètre à scintillations.	Chambre d'ionisation.		Mesure faite par Lord Rayleigh.
	680.	686.	661.	662.	663.		Al_{44}.	Al_{45}.	
$C_u.10^{-4}$	3,7	3,1	2,5	2,8	2,9	3,1	2,7	2,6	3,15
$C_{Th}.10^{-4}$	1,75	2,03	2,6	2,3	2,3	1,5	1,3	1,7	–
$t.10^6$ ans....	113	130	144	133	130	136	152	130	–

Il est possible que les zircons sous l'action de la chaleur aient perdu des atomes superficiels de plomb radiogénique, et que, de ce fait, leur âge absolu apparent soit trop faible. L'étude des fragments de roche initiale renfermant des zircons intacts pourront, s'ils sont assez importants pour fournir une quantité suffisante de cristaux, servir à éclaircir ce problème.

(1) *Minéralogie de France*, 3e tome, 1er fascicule, 1901, Paris.
(2) E. Larsen, J. Keevil et H. Harrison, *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 63, 1952, p. 1045-1052.
(3) A. Hée, A. Coche, M. Jarovoy et R. Kraemer, *Ann. Géophys.* (sous presse).
(4) *J. Phys. Rad.*, 7, 1946, p. 313-319.
(5) *Radioactive measurements with nuclear emulsion*, John Wiley and Sons, New-York
(6) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 762.
(7) Conférence faite à Strasbourg le 14 mai 1920, extrait du *Bulletin de la Société Chimique de France*.
(8) N. Saillard, G. Scheibling et A. Hée, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 609.

MINÉRALOGIE. — *La montmorillonite dans la genèse de la vanadinite*. Note de MM. **Louis Longchambon, Jean Michel Bloch** et **Georges Durand**, présentée par M. Charles Mauguin.

La montmorillonite jouerait un rôle essentiel dans la genèse de la vanadinite, elle attire puis concentre les ions Pb^{++} et Cl^{-}, elle fixe des colloïdes humiques contenant des vanadates et leur permet ainsi de réagir facilement.

Un filon de vanadinite situé à proximité de Faymont (Vosges) a été découvert en 1932 par L. et H. Longchambon (1).

Nous avons retrouvé le minerai tel qu'il a été décrit par ces auteurs et vérifié notamment la présence de galène entourée de vanadinite dans une gangue argileuse. Nous nous sommes proposés de voir si cette argile avait pu jouer un rôle dans la genèse de la vanadinite en fixant par adsorption les ions Pb provenant de la décomposition de la galène et simultanément, les colloïdes humiques pouvant contenir des vanadates et des chlorures.

Nous avons opéré deux séries de prélèvements, l'un dans la partie inférieure du filon à l'entrée de l'ancienne galerie de reconnaissance du gîte, l'autre dans la partie supérieure juste au-dessous de la couche humique.

Chaque prélèvement a été traité, après mise en suspension, par supercentrifugation fractionnée (2). Cette technique nous a permis d'obtenir trois phases nettement distinctes :

Phase A. — Elle se dépose lors de la supercentrifugation à 10 000 t/mn. Particules de dimension supérieure à 1 μ. Rendement : 30 % environ du produit traité.

Phase B. — Elle se dépose au bas du bol de la supercentrifugeuse tournant à 37 000 t/mn. Particules comprises entre 0,4 et 1 μ. Rendement : de l'ordre de 1,5 %.

Phase C. — Elle se dépose au haut du bol de la supercentrifugeuse à 37 000 t/mn. Ce sont les particules les plus fines comprises entre 0,08 et 0,4 μ. Rendement : 0,5-0,6 %.

Cette dernière phase donne les résultats suivants :

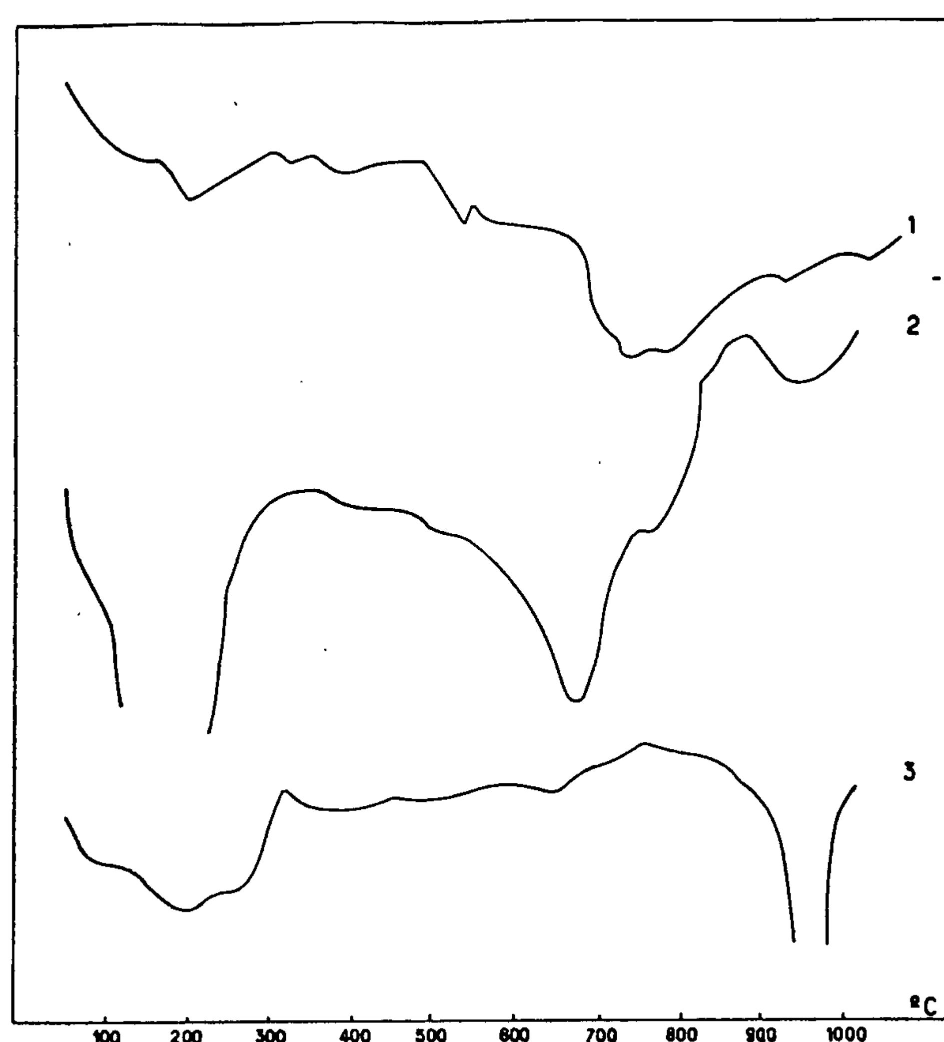
a. Échange des bases. — 60-65 méquiv. d'ions $(Pb)^{++}$ échangeables pour 100 g.

b. Radiogrammes X. — Les particules étant très fines, les diagrammes sont flous. Nous pouvons cependant mettre en évidence une raie d_{001} comprise entre 14,5 à 14,6 Å.

c. Analyses thermiques. — La courbe d'analyse thermique différentielle (courbe 1 du diagramme) a l'allure d'une courbe de montmorillonite contenant un autre minéral interposé « mixed layer ». Le diagramme de

perte de poids et la courbe de dilatation thermique n'ont pu être faits par manque de produit.

La montmorillonite ayant fixé du plomb, nous avons cherché à voir si elle avait pu jouer un rôle dans la genèse de la vanadinite.



1 : Phase "C" séchée à 105°

2 : Montmorillonite saturée par l'ion (Pb)⁺⁺ préparée au Laboratoire, air dry

3 : Vanadinite Hérival non traitée

Le plomb fixé n'est pas entièrement échangeable : en effet, le produit traité longuement par un seul neutre (NO_3K) contient encore du plomb. Une partie de ce plomb est soluble dans l'eau bouillante, une autre se dissout ensuite dans NO_3H à 1 %, et nous en retrouvons encore après fusion alcaline. Ceci semble montrer qu'il existe du chlorure de plomb, de l'oxyde de plomb et du plomb dissimulé. Effectivement, le complexe argileux une fois traité par NO_3H, puis par l'eau bouillante, est détruit par la méthode de Baubigny-Chavanne d'une part, et d'autre part, par une fusion alcaline : il cède 12 méquiv. de chlore et 18 de plomb pour 100 g. Il semble donc qu'il y ait un chlorure et plus vraisemblablement un oxychlorure de plomb dissimulé entre les feuillets. Les radiogrammes montrent une raie à 14,5 Å, constante quelle que soit l'hydratation, qui semble correspondre à l'insertion d'un sel de plomb entre les feuillets.

Il y aurait ainsi concentration locale d'ions Pb^{++} et Cl^- permettant ensuite la formation *in situ* de vanadinite.

Nos essais ultérieurs tendent, en effet, à montrer que l'ion vanadique, provenant probablement des grès vosgiens supérieurs, riches en apatites, peut être fixé, puis transporté par les colloïdes humiques.

En effet, le prélèvement n° 2 contient des colloïdes humiques qui saturent 35 méquiv-g pour 100 g d'argile. Dans ce cas, le plomb est totalement dissimulé à l'échange ionique, et se dissout lentement dans NO_3H. Nous retrouvons alors 43 méquiv d'ions VO_4 pour 100 g d'argile.

Il semble donc que la montmorillonite joue un rôle essentiel dans la genèse de la vanadinite : elle attire, puis concentre les ions Pb^{++} et Cl^- elle fixe les colloïdes humiques contenant des vanadates, et leur permet ainsi de réagir plus facilement.

Nous avons également trouvé de la montmorillonite dans l'échantillon de vanadinite (fragment du n° 123 289) du Djebel Mahseur que M^lle S. Caillère a bien voulu nous communiquer.

(1) *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 1395.
(2) J. M. Bloch, *Thèse Sciences physiques*, Nancy, 1950.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Mesure de la conductibilité électrique des cristaux. Cas de la chalcopyrite*. Note de M^me **Micheline Wintenberger**, présentée par M. Charles Mauguin.

Une sonde constituée par quatre pointes conductrices alignées permet de déterminer les résistivités principales d'un monocristal sur lequel on dispose de deux faces planes non parallèles ou d'une seule face, suivant le système cristallin. Application à la chalcopyrite.

Désirant étudier l'anisotropie de la résistivité de cristaux semi-conducteurs de chalcopyrite nous avons utilisé la méthode décrite par L.B. Valdes (1). Cette méthode est d'ailleurs utilisée à une autre échelle en géophysique.

Nous en rappelons brièvement le principe : on réalise une sonde formée de quatre pointes conductrices alignées A, B, C, D, qui sont mises en contact avec une surface plane de l'échantillon. Dans ce qui suit, nous supposerons les pointes équidistantes pour simplifier l'écriture. Un courant d'intensité I passe par les pointes extrêmes A et D. On mesure la différence de potentiel V entre B et C. Dans le cas d'un corps isotrope Valdes a montré que la résistivité ρ d'un échantillon semi-infini est donnée par :

$$\rho = 2\pi s \frac{V}{I}.$$

Où s est la distance entre deux pointes voisines.

Dans la pratique s peut être de l'ordre du millimètre. Valdes a calculé les termes correctifs dus aux dimensions finies de l'échantillon. Des dimensions de quelques millimètres suffisent pour que ces termes deviennent inférieurs à 1 %.

Une telle méthode est intéressante pour étudier l'anisotropie de résistivité des cristaux. En effet, les échantillons naturels présentent souvent des faces planes. Même en l'absence des faces naturelles il est plus commode de dresser un plan sur un échantillon que d'y tailler un barreau.

D'autre part la mesure est locale. En déplaçant le cristal par rapport aux pointes, parallèlement à lui-même de 0,1 mm en 0,1 mm, nous avons constaté que la résistivité de certains échantillons naturels pouvait varier dans de très larges limites, alors que les mesures sont reproductibles à 2 ou 3 % près en chaque point. Ceci est dû aux hétérogénéités de composition du cristal. Dans ces conditions il serait hasardeux de vouloir comparer les résistivités de plusieurs barreaux d'orientations différentes.

Au contraire nous pouvons avec la sonde, faire les mesures correspondant aux diverses directions en une même région. Celle-ci aura été choisie suffisamment homogène au cours d'une étude préalable par translations du cristal.

Nous avons fait le calcul de la relation entre V, I et les résistivités dans un milieu anisotrope.

Nous prenons pour directions Ox, Oy, Oz celles des axes principaux de l'ellipsoïde de résistivité. La direction AD de la sonde est définie par ses cosinus directeurs $\alpha\beta\gamma$. Soit ρ_{ss} le rapport de la composante du champ électrique dans la direction de la sonde à la composante du vecteur densité de courant $\vec{C}$ dans cette direction. On sait que ρ_{ss} est lié aux résistivités principales $\rho_{xx}\,\rho_{yy}\,\rho_{zz}$ par

$$\rho_{ss} = \alpha^2 \rho_{xx} + \beta^2 \rho_{yy} + \gamma^2 \rho_{zz}.$$

A partir des équations

$$\operatorname{div} \vec{C} = 0 \quad \text{en tout point distinct de A et D.}$$

$$\text{flux } \vec{C} = 1 \quad \text{à travers une surface entourant A ou D,}$$

on trouve pour un cristal semi-infini

$$V = \frac{I}{2\pi s}\sqrt{\frac{\rho_{xx}\,\rho_{yy}\,\rho_{zz}}{\rho_{ss}}}.$$

V/I varie comme $\sqrt{1/\rho_{ss}}$ autour d'un point. La courbe polaire représentative est donc une ellipse.

On pourrait calculer les termes correctifs dus aux limites du cristal en utilisant des images électriques convenablement choisies. Nous avons admis que pour des cristaux faiblement anisotropes ces termes sont du même ordre que ceux calculés par Valdes.

Nous avons réalisé la sonde suivant les indications de MM. Franke et Bernard (Centre national d'études des télécommunications). Les pointes sont en fil de tungstène de 0,3 mm de diamètre. Elles sont guidées dans un support de matière plastique non conductrice et distantes de 0,7 mm.

Le cristal est posé sur une platine qui permet les déplacements nécessaires.

Nous avons appliqué cette méthode à l'étude de la résistivité de la chalcopyrite $CuFeS_2$, dont le groupe de symétrie est $I\bar{4}2d$. Le milieu est uni-axe et il suffit de disposer d'un plan non perpendiculaire à $\bar{A}_4$.

Nous avons fait des mesures sur quatre échantillons que nous avons orientés à l'aide de diagrammes de Laüe et de cristal tournant. Sur chacun d'eux, nous avons fait des mesures en différentes régions du plan, et nous avons tracé les ellipses représentatives.

Les résultats sont assez dispersés en raison du manque d'homogénéité des échantillons. Ils sont rassemblés dans un tableau où φ est l'angle de la face plane utilisée avec l'axe quaternaire, et r le rapport des axes de l'ellipse. $\rho_\perp$ et $\rho_\parallel$ sont les valeurs des résistivités perpendiculairement et parallèlement à $\bar{A}_4$ calculées à partir de ces expériences.

Provenance de l'échantillon.	φ.	r.	$\rho_\parallel$ (Ω cm).	$\rho_\perp$ (Ω cm).	$\frac{\rho_\perp}{\rho_\parallel}$.
1. La Gardette......	10°	1,14 ± 0,04	0,09	0,145	1,30
2. »	20°	1,15 ± 0,05	0,12	0,165	1,36
3. Felsobanya.......	30 à 40° taches de Laüe mal définies	1,13 ± 0,05	0,14 ∼	0,21 ∼	1,5 ∼
4. Banat...........	36° face naturelle 112	1,2 ± 0,1	0,16 ∼	0,3 ∼	1,0 ∼

Ces mesures montrent que dans la chalcopyrite $\rho_\perp$ est supérieur à $\rho_\parallel$. Il semble d'autre part, sans que l'on puisse être tout à fait affirmatif, à cause de l'incertitude des deux dernières mesures, que l'anisotropie augmente avec la valeur absolue des résistivités, c'est-à-dire probablement avec la pureté. Nous essayons d'interpréter théoriquement ces résultats en fonction de la structure électronique et cristalline de la chalcopyrite.

(1) *Proc. I. R. E.*, 42, 1954, p. 420.

GÉOLOGIE. — *Relations entre bassin euxin et méditerranéen au Néogène et au Quaternaire.* Note de Mlle **Suzette Gillet**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La faune du bassin sarmato-pontique s'est différenciée de celle de la Méditerranée après le soulèvement du bassin extra-alpin d'Autriche. Une série de niveaux établis en Russie nous amènent à l'horizon de Konka qui précède le Sarmatien. Les types caractéristiques de ce dernier étage apparaissent déjà : *Tapes*, *Mactra*, *Ervilia*, *Syndesmya*, *Donax*, des *Limnocardium* encore proches de *Cardium edule*. Au début du Sarmatien, la faune

est entièrement différenciée. C'est l'époque de plus grande extension de la mer intérieure orientale, depuis la Pannonie jusqu'au-delà de la mer d'Aral.

La présence d'éléments sarmatiens inférieurs (volhyniens) en Méditerranée occidentale fait admettre une communication, au moins temporaire, entre l'Est et l'Ouest, à travers la Thrace et le chenal Bosphore-Dardanelles. Des témoins se trouvent depuis Istanboul, jusqu'à Keschan, au Nord des Dardanelles, Seres et la presqu'île de Kassandra, en Macédoine. A Salonique, le Sarmatien est inconnu. A Athènes (Phalère) nous avons noté une série de niveaux à *Helix*, *Lucina*, *Melanopsis* sous le Pontien, indices de fréquentes oscillations du rivage.

La faune volhynienne est typique à Syracuse. En Toscane, nous avons observé le passage graduel du Tortonien (calcaire de Rossignano) au Sarmatien dans la vallée de la Morra, près du village de Colognole, au niveau d'un calcaire à *Ervilia podolica* Sinz. et *Lucina* sp. qui passe à des marnes à *Ervilia* et *Syndesmya*, sans *Lucina*. G. Capellini [1] avait signalé les mêmes couches dans la région de Gabbro, à l'Est de Rossignano Marittima; on peut les assimiler au niveau russe de Konka.

L'absence du Sarmatien sur la côte Est confirme l'hypothèse d'une terre émergée sur l'emplacement de l'Adriatique.

L'Italie forme la frontière occidentale du domaine à influence orientale. Ni en Afrique du Nord, ni en Catalogne, il n'existe de faciès typique du Sarmatien, mais un Tortonien à Cérithidés.

Une deuxième communication de la faune euxinique en Méditerranée a lieu au début du Pontien, après l'adoucissement des lacs-mers orientaux. La présence de socles émergés a dû faciliter leur propagation, comme elle a permis celle des Insectes et des Mammifères. Des éléments orientaux pénètrent alors beaucoup plus loin qu'au Volhynien. Ils sont empruntés à une petite faune dite d'Odessa qui comprend des *Prosodacna* encore peu différenciés, *Didacna* du groupe *subcarinata* Desh., des *Euxinicardium* et de petites Congéries dont *C. novorossica* est l'élément prédominant. Il s'y ajoute des types marins comme *Parvivenus Widhalmi* Sinz. et *Syndesmya tellinoides* Sinz.

Des éléments de cette faune ont été recueillis à Keschan [2]. Il en existe sans doute en Thrace où des couches à petites Congéries sont signalées jusqu'au Nord d'Edirne et dans la vallée d'Egerme et la basse Matitza. Des lacs à faune pontienne [3] existaient en Anatolie méridionale.

De petits *Prosodacna* et *Congeria novorossica* Sinz. sont mêlés aux éléments sarmatiens dans la presqu'île de Kassandra.

Le Pontien des régions de Salonique et d'Athènes est très proche de celui d'Odessa [4]. La présence d'éléments marins comme *Parvivenus* et *Syndesmya* semble un argument en faveur de l'idée émise par Eberzin [7]

d'une origine égéenne de la faune russe, bien que le bassin pannonique paraisse le premier berceau de toutes les faunes orientales. Les Mactres ajoutent encore à la faune grecque un cachet méditerranéen. Les Didacnes, abondants à Athènes, sont ceux qui ont peuplé la Russie au Pontien moyen; c'est une nouvelle confirmation de l'origine occidentale des faunes.

La présence du Pontien dans la province de Catana (Sicile) serait en accord avec l'hypothèse d'une émersion du socle méditerranéen jusqu'à la Corse (E. Suess). Des *Limnocardium* de type Odessa se trouvent au Sud d'Ancona (6) et dans les vallées de la Romagne (7). Ils doivent provenir du bassin égéen.

En Toscane, le gypse qui remplit les vallées de l'Apennin représente des niveaux sarmatien moyen à pontien. Il comporte des intercalations d'eau presque douce où des fossiles de type Odessa sont mêlés à des éléments locaux et à des *Melanopsis* occidentaux (8).

Le Pliocène inférieur de Corse, de la vallée du Rhône, du Roussillon et de la Catalogne contient des Limnocardidés de type Odessa avec une faune locale et des *Melanopsis* communs avec l'Italie (9).

Au moment de la régression post-pliocène, une troisième communication a eu lieu entre bassin euxin et méditerranéen, mais limité à la région égéenne. Des *Didacna* de l'époque de Tchauda (Crimée) se rencontrent depuis les Dardanelles jusqu'au centre de la Grèce (environs de Talandi) et à Corinthe (Kalamaki) (10).

Le golfe de Megara et les lacs qui jalonnaient l'Archipel appartiendraient, d'après les Melanopsidés, au même âge (Villafranchien). Du même niveau étaient les lacs du sillon méso-hellénique situés près de Grewena et Neapolis où furent recueillis *Equus Stenonis* Coc. et *Elephas meridionalis* Nesti (11). C'est la dernière période d'émersion du bassin égéen qui s'affaisse définitivement avec la transgression tyrrhénienne.

(1) *Mem. Roy. Acad. d. Lincei*, Rome, 1880, p. 1-55.
(2) A. G. Eberzin, *Dokl. Akad. Sc. U. R. S. S.*, 50, 1945, p. 475-476.
(3) L. Erunal-Erentoz, *M. T. A.*, série C, nº 3, 1956, p. 1-53.
(4) S. Gillet, *C. R. som. Soc. Géol. Fr.*, nº 3, 1938, p. 45.
(5) *Trud. Inst. paléont. Ak. U. R. S. S.*, 20, 1949, p. 209-232.
(6) G. Capellini, *Mem. Roy. Acad. d. Lincei*, 1878-1879, p. 1-26.
(7) Recueillis par J. Ruggieri et par moi-même, il feront l'objet d'une prochaine étude, ainsi que les *Melanopsis* qui les accompagnent.
(8) Cette faune, décrite par G. Capellini (*loc. cit.*), sera prochainement révisée.
(9) Ces faunes sont en cours de révision.
(10) S. Gillet, *C. R. som. Soc. géol. Fr.*, 10, 1938, p. 163.
(11) J. Brunn, *Ann. géol. des Pays hellén.*, 1re série, 7, 1956 (sous presse).

(*Laboratoire de Géologie de l'Université, Strasbourg.*)

GÉOLOGIE. — *Sur la stratigraphie du Dôme de La Mure et des régions annexes.* Note de M. **Jean Sarrot-Reynauld**, transmise par M. Léon Moret.

Une étude stratigraphique détaillée montre que les faciès du Lias et du Trias du Dôme de La Mure passent plus ou moins progressivement à ceux des régions voisines. Une sédimentation syntectonique est à l'origine de certaines variations brusques observées d'Est en Ouest.

Le Dôme de La Mure est constitué par un socle de micaschistes, recouvert par les sédiments houillers, sur lesquels reposent en discordance les assises du Trias et du Lias. Il est bordé à l'Est, par le synclinal de la Matheysine et le massif du Grand Serre, à l'Ouest, par les montagnes liasiques du Seneppy et du Connexe, longtemps considérées par P. Lory comme de simples plis de l'éventail du Vercors déversés vers l'Est. Mais, à partir de 1921, à la suite des travaux de P. Corbin et de W. Kilian, ce géologue admit que ces montagnes appartenaient à une vaste nappe décollée au niveau des gypses du Trias et écoulée par-dessus le Dôme de La Mure. Ces conceptions résumées dans une Note synthétique (1944), dans la *Géologie Dauphinoise* de M. Gignoux et L. Moret et en partie dans la feuille géologique au 1/80 000^{e} Vizille, 3^{e} édition (en cours d'impression) nous semblent difficiles à admettre après étude sur le terrain dont nous exposerons d'abord les résultats stratigraphiques.

Selon P. Lory, la couverture sédimentaire du Dôme ou « tégument » comporte un Trias très réduit sans gypses et cargneules ni spilites et un Lias néritique (calcaire à entroques de Laffrey) s'opposant ainsi à la « nappe de couverture » caractérisée par l'abondance des gypses, anhydrites et spilites dans le Trias, et des faciès vaseux du Lias. Or, l'étude de nombreuses coupes et sondages nous a montré que dans le tégument on rencontrait fréquemment des spilites au sommet du Trias (Bramefarine, La Crouillonne, Pont de Cognet, Saint-Jean d'Hérans) et que les gypses et anhydrites existaient en position stratigraphique normale en certains points du Dôme (La Sauzie) et en particulier sur son ennoyage Sud (galerie de Saint-Arey). Le calcaire de Laffrey se rencontre aussi bien dans le tégument que dans la couverture (Cognet, base du Seneppy, sondages du Villaret, de Monteynard, du Freynet, galerie du Drac, Font Reynier) bien qu'il y soit plus localisé. Il n'existe donc pas de véritable différence stratigraphique entre « tégument » et « couverture ». Les variations de faciès d'Est en Ouest ou du Nord au Sud manifestent simplement une transgression plus ou moins régulière des divers niveaux sur un haut fond, formé de synclinaux hercyniens allongés à peu près du Nord au Sud. C'est dans ces compartiments que sont venus se déposer les sédiments du Trias dont on peut schématiser la succession de la façon suivante :

	Dôme de la Mure	Montagnes liasiques
Grès bigarré	Brèche de base ou grès (gratte des mineurs)	
Muschelkalk	Dolomie capucin (Myophories)	
Lettenkohle Keuper	Schistes noirs micacés alternant ou non avec des dolomies sableuses	Gypses et anhydrites interstratifiés avec des argilites et des dolomies (Myophories)
	Dolomies franches	
	Calcaires dolomitiques (Dolomie supérieure)	
	Érosion partielle	Brèche à éléments dolomitiques cargneules. Coulées de spilites
Schilfsandstein	Schistes à débris végétaux carbonisés passant au Rhétien (Ponsonnas)	Argilites et cargneules remaniant des éléments d'argilites et de spilites.

Les compartiments du socle (synclinaux ou *graben*) ont certainement rejoué le long de failles Nord-Sud au cours du Trias et du Lias, donnant des zones basses où se sont écoulées les laves spilitiques dont on connaît une cheminée à Beaufin (Isère).

La sédimentation est donc liée non seulement aux transgressions et subsidences, le Dôme pouvant être affecté de sillons, mais elle est aussi synorogénique (P. Lory, 1905).

L'épisode d'émersion du Trias supérieur se traduit par des phénomènes d'érosion, de remaniements ou de dépôts continentaux. Ce régime va se poursuivre durant le Lias que nous verrons transgressif sous des faciès différents suivant les zones.

Le Rhétien à *Avicula contorta* n'est connu qu'à Champ-sur-Drac (Ch. Lory). A Laffrey, on peut attribuer au Rhétien les schistes noirs de l'extrême base de la carrière Nord où ils sont surmontés par les calcaires dolomitiques qu'on peut attribuer à l'Hettangien. A la Motte d'Aveillans, cet horizon contient : *Schlotheimia angulata* et des Inocérames; il a un faciès profond, tandis qu'au Grand Serre l'Hettangien fossilifère a fourni à L. Moret et G. Manquat, à côté de bivalves néritiques, des frondes d'*Otozamites brevifolius*, le Rhétien étant bien caractérisé dans cette région.

La transgression devient presque générale au Sinémurien qui, à peu près partout, aussi bien dans le tégument que dans la couverture, a le faciès calcaire de Laffrey. Dans la zone axiale du Dôme proprement dit, ce faciès représente une série compréhensive et ne se termine qu'au sommet du Toarcien (*Hildoceras bifrons*) par un calcaire marneux à patine jaune, assez fin. On observe par place un *hard-ground* à ce niveau auquel succèdent les marnes aaléniennes, mais on en rencontre aussi plus bas. La transgression est assez tardive aux Allards (Lotharingien). Un peu plus à l'Est,

aux Bijards, une brèche de remaniement à éléments de micaschistes, de Houiller, de Trias dans une pâte calcaire, parfois dolomitique, contient quelques entroques : il s'agit d'une formation sédimentaire deltaïque et non d'une mylonite. P. Lory (Note manuscrite, 1950) a reconnu le caractère de ce niveau qui se retrouve au Nord de la Romanche à la base du Lias de Fau-Laurent. L'existence de régions peu profondes et d'eaux agitées se manifeste d'ailleurs par la présence de galets de micaschistes dans les calcaires et schistes du Sinémurien à *Coroniceras* aux Bijards, du Sinémurien et du Toarcien sous le pont de Cognet et en Beaumont.

L'abrasion et le démantèlement du Trias ont été extrêmement importants puisqu'il est parfois réduit à 2 ou 3 m (Grand Lac) ou même absent : aux Allards, le calcaire de Laffrey est transgressif par l'intermédiaire d'une brèche de base sur le matériel hercynien. L'infralias a vraisemblablement été lui aussi érodé, ne subsistant que dans les points bas ou les poches du Trias (Grand Lac). Une coupe Est-Ouest du Villaret au Seneppy montre que la masse des calcaires de Versenat qui groupe, sous le faciès à entroques, Brachiopodes et Bélemnites, la série comprise entre Sinémurien et Toarcien se transforme peu à peu; aux Merlins, apparaissent dans la zone médiane de la masse calcaire, des bancs de silex noirs et des zones siliceuses. A Bramefarine le calcaire devient finement spathique, la masse calcaire se divise en deux barres bien distinctes (sous le col de Mayres, flanc Nord), séparées par un niveau marneux. Au Seneppy, le calcaire de Laffrey réduit à quelques mètres, ne forme plus qu'une bande (Sinémurien daté par P. Lory) surmontée d'une puissante masse schisteuse. Cet horizon de calcaire à entroques se retrouve au Sud du Connexe (galerie du Drac, sondage de Monteynard) en même position, ainsi qu'au Serre de Malissol (sondage du Freynet) et à Saint-Jean-d'Hérans. Une récurrence de ce faciès se produit au Toarcien au Sud du Dôme (Saint-Jean-d'Hérans) et en Beaumont où les entroques, très bien conservées, s'accompagnent de galets de micaschistes. Dans les séries plus éloignées de l'axe du Dôme, le Toarcien se manifeste par un niveau plus calcaire au sommet de la série schisteuse (Châteaubois, Le Majeuil).

Comme au Trias, on retrouve donc des variations de faciès Nord-Sud et Est-Ouest. Dans le Sud, les faciès du Lias du Thaud (identiques à ceux de Bramefarine) ne sont pas les mêmes qu'à Saint-Jean-d'Hérans, mais il se peut qu'on n'ait au Thaud que la base (Sinémurien) des calcaires à entroques. Au Nord du Dôme, les variations de faciès entre Laffrey et Saint-Georges-de-Commiers sont assez régulières : les compartiments de Laffrey, Font-Reynier, des Arnauds, passent insensiblement l'un à l'autre et à la masse du Connexe proprement dite. Il y a donc continuité entre les faciès du Dôme de La Mure et ceux de ses bordures, ce qui entraîne à considérer les montagnes liasiques (Seneppy, Connexe) comme autochtones.

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Observations de la luminescence atmosphérique nocturne de la raie rouge de l'oxygène.* Note (*) de M. **Daniel Barbier**, transmise par M. Jean Cabannes.

Description des variations de l'intensité de la raie rouge, d'après des observations effectuées à 75° de distance zénithale, tout autour de l'horizon.

1. On sait par les observations de Elvey et Farnsworth ([1]) et de Dufay et Tcheng Mao-Lin ([2]) que l'intensité de la raie rouge 6 300 de l'oxygène décroît assez rapidement au début de la nuit, reste faible et constante la plus grande partie de la nuit et augmente parfois vers la fin de la nuit. J'ai publié ([3]) des courbes moyennes de variations, correspondant à des observations effectuées à 45° de distance zénithale, pour chaque mois de l'année, qui montrent en particulier que l'augmentation d'intensité à la fin de la nuit ne se produit que pendant les mois d'hiver.

Pour démêler les causes de cette variation de l'intensité de la raie rouge, j'ai entrepris depuis mars 1956, à l'Observatoire de Haute-Provence, des observations à 75° de distance zénithale tout autour de l'horizon. Les mesures faites à travers deux filtres interférentiels, centrés sur 6 300 Å, dont l'un est beaucoup plus large que l'autre, permettent de réduire les observations de manière à éliminer les effets nuisibles de la lumière d'origine extra-terrestre et des bandes de OH.

Ces observations montrent que le comportement de la raie rouge présente une très grande régularité, ce qui n'est pas le cas pour les autres raies de la luminescence nocturne. On a pu dégager leurs caractéristiques générales.

2. Le phénomène crépusculaire découvert par Cabannes et Garrigue ([4]) se poursuit jusqu'à ce que la dépression θ du Soleil sous l'horizon atteigne 28°, ce qui, dans l'azimut du Soleil, correspond à une altitude de 360 km pour un rayon solaire rasant la surface terrestre (sans tenir compte de la réfraction). Pour fixer les idées, voici quelques valeurs de l'intensité crépusculaire, exprimées en 10^6 quanta/s, dans une colonne de 1 cm² de section droite, inclinée à 15° sur l'horizon; A est l'azimut par rapport au Soleil du point étudié.

$\frac{\theta}{A}$.	0°	30°	60°
17°	400	240	80
21°	120	80	20

3. Les variations durant la nuit de l'intensité de la raie 6 300 sont suffisamment régulières pour que les moyennes, pour chaque période d'observation (époque de la nouvelle Lune), soient représentatives des phénomènes. Nous allons indiquer ce qu'on a observé pendant la période du

22 novembre au 8 décembre 1956. Les résultats rapportés ici sont dépouillés du phénomène crépusculaire qui, d'ailleurs, ne dure qu'une faible partie de la nuit à cette période de l'année. Ils sont exprimés dans l'unité déjà utilisée ci-dessus. Les heures sont en temps universel.

La première partie de la nuit jusqu'à 23 h est caractérisée par la décroissance régulière de l'émission de la raie rouge. A 17 h 45 m, l'intensité est maximum à l'Ouest ($I = 800$) et minimum à l'Est ($I = 600$). A 19 h 15 m ces deux intensités sont déjà réduites à 650 et 300. Ensuite la position du maximum se déplace vers le Sud qui est atteint vers 22 h, son intensité est réduite à 160 alors qu'au minimum vers le Nord, l'intensité n'est plus que 60.

Si l'on reporte, pour chaque azimut, l'intensité en fonction du temps, on constate que les courbes obtenues en deux points placés symétriquement par rapport au méridien peuvent être amenées en concordance d'une manière très satisfaisante par un simple décalage des échelles des temps. Par exemple les observations effectuées à l'Est correspondent à celles effectuées à l'Ouest 80 mn plus tard. Ceci s'interprète simplement en admettant que l'intensité de la raie rouge (à une latitude donnée) est fonction uniquement du temps, ce qui entraîne pour l'altitude moyenne de la couche émissive une altitude de 300 km.

4. Après 23 h, un phénomène nouveau apparaît, qui est la caractéristique essentielle de la seconde partie de la nuit. Il consiste d'abord en un petit maximum, d'extension très limitée en azimut, qui apparaît au Nord géographique. Ce maximum devient plus intense et s'élargit progressivement. A 2 h, l'intensité au Nord atteint 300, et le phénomène peut être décelé sur la moitié du tour de l'horizon; sur l'autre moitié l'intensité est toujours à peu de chose près, ce qu'elle était à 22 h. Ensuite, l'extension en azimut se poursuit et entre 4 et 5 h, l'intensité est de 300 tout autour de l'horizon.

Tout à la fin de la nuit, il paraît à peu près établi que l'intensité commence à croître de nouveau à l'Est.

Cette disposition correspond à l'aspect des nuits de décembre ou plus généralement d'hiver; pendant les autres saisons, qualitativement du moins, le déroulement des phénomènes est le même, mais l'observation est limitée à un intervalle de temps beaucoup plus court, ce qui entraîne en particulier que l'observation du maximum Nord de la seconde partie de la nuit est interrompue bien avant qu'il n'ait atteint son complet développement.

Quantitativement l'intensité de la raie rouge au début de la nuit est plus grande en hiver qu'en été (si l'on effectue la comparaison au moment où la dépression du Soleil est de 18°); l'intensité du maximum Nord est

également plus grande en hiver qu'en été (à la même heure T. U.), elle est assez variable d'un jour à l'autre.

5. Outre les variations systématiques qui viennent d'être décrites, on observe des irrégularités locales assez peu importantes, sauf lorsqu'elles se produisent au voisinage du Nord et dans ce cas il s'agit de phénomènes auroraux. Nous reviendrons prochainement sur ces derniers phénomènes et aussi sur l'interprétation des observations de la luminescence nocturne.

(*) Séance du 11 mars 1957.
(1) *Astroph. J.*, 96, 1942, p. 451.
(2) *Ann. Géoph.*, 2, 1946, p. 189.
(3) *Airglow and Auroræ*, Londres, 1956, p. 38.
(4) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 484.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique à 0,2 % sur de jeunes plantules de* Cuscuta gronovii *Willd : élongation intense, géotropisme inversé et développement d'entre-nœuds.* Note de Mme **Josette Tronchet**, présentée par M. Raoul Combes.

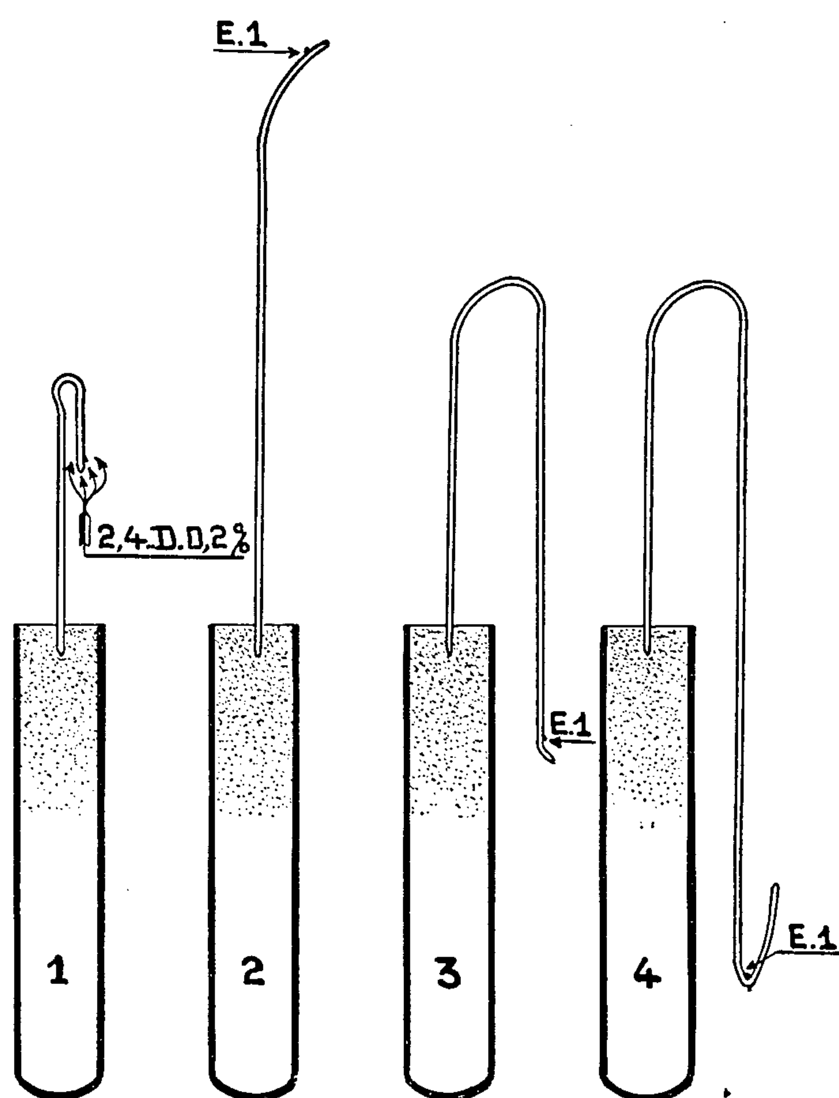
Le traitement à l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique entraîne, corrélativement à une élongation temporairement intensifiée, une inversion (ou une annulation) du géotropisme et la disparition presque complète des grains d'amidon dans la zone à géotropisme inversé (ou annulé).

Nous étudions ici les effets d'une seule application d'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique (2:4-D) à 0,2 % — concentration réputée herbicide — sur la partie apicale de jeunes plantules de *Cuscuta gronovii* (jusqu'à 5 mm au-dessous de l'apex). La méthode employée — badigeonnage au pinceau avec une quantité donnée de solution de 2:4-D — permet de recouvrir entièrement la zone traitée d'un film de liquide. Les plantules sont cultivées comme précédemment (1) en atmosphère saturée d'humidité, sur sable pur mouillé d'eau distillée. Il s'agit donc encore de plantules inanitiées se développant avec les seules réserves de la graine.

Environ 6 h après l'application de 2:4-D une *élongation très intense se déclenche*, le crochet se déroule très tôt (stade de la figure 2) mais son déroulement est comme dans les cas normaux (2) corrélatif d'un pourcentage d'accroissement journalier de la seule zone de croissance au moins égale à 100 %.

La plantule présente ensuite un géotropisme inversé, suivi ou non d'agéotropisme [déjà observés par d'autres auteurs (3) sur diverses espèces traitées au 2:4-D]. La plantule filiforme se replie en U vers le bas et *croît ensuite verticalement en direction du sol* (stade de la figure 3).

Le géotropisme se rétablit ensuite lorsque l'élongation atteint la zone apicale, où se trouvent dès l'embryon deux ou trois très petites écailles insérées en spirale et représentant des ébauches de feuilles rudimentaires. Il se produit au niveau de la première de ces ébauches foliaires, que nous appelons E_1 (la plus éloigné de l'apex), une pliure qui devient très aiguë : les tissus nouvellement allongés au-delà de cette pliure ont un taux de croissance et un géotropisme normaux et présentent des mouvements révolutifs (stade de la figure 4).



Cuscuta gronovii Willd : schéma de quatre stades successifs du développement d'une plantule traitée au 2 : 4-D à 0,2 %.

De très nombreuses mesures permettent de préciser que la partie qui se replie et se dirige vers le bas, au stade de la figure 3, est le siège d'une élongation nettement anormale : le pourcentage d'accroissement journalier de la seule zone de croissance est voisin de 200 %, c'est-à-dire que cette seule zone de croissance a au moins triplé de longueur en 24 h.

Chez les plantules-témoins l'élongation n'atteint qu'assez tard la zone apicale. Il en est tout autrement après l'application de 2:4-D où de nombreux entre-nœuds se dégagent tôt. Une plantule traitée au 2:4-D présente ainsi à la fin de sa croissance quatre ou cinq entre-nœuds limités par les ébauches foliaires E_1, E_2, E_3, E_4, etc.

Le 2:4-D paraît ainsi jouer un rôle non seulement dans l'élongation, mais encore dans la morphogénèse de nouvelles ébauches. Cependant il

est incapable de déclencher la ramification de la plantule qui ne paraît pouvoir se produire qu'avec l'intervention d'autres conditions telles que la mise en hôte par exemple.

Des contrôles cytologiques (qui feront l'objet de publications détaillées) nous permettent d'indiquer que les grains d'amidon, très abondants dans les zones correspondantes des plantules-témoins, ont presque complètement disparu des zones agéotropiques ou à géotropisme inversé des plantules traitées. Les grains d'amidon se retrouvent dans les plantules traitées à zone apicale redressée (donc à réaction géotropique redevenue normale) avec une densité et une localisation semblables à celles observées dans la zone apicale des témoins.

Bien que les plantules traitées au 2:4-D aient au début de leur développement un aspect et un comportement inhabituels, elles se normalisent ensuite, notamment en reprenant leur nutation révolutive, et nous avons pu obtenir de nombreuses mises en hôte.

(1) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1259.
(2) *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 635.
(3) W. Wurgler, *Revue hort. suisse*, **21**, 1948.

MYCOLOGIE. — *Les asques des Diatrypales.*

Note de M. **Marius Chadefaud**, présentée par M. Roger Heim.

Dans de précédentes publications (1) j'ai, d'une part, précisé la structure de l'appareil apical des asques des Pyréno- et Discomycètes, avec ses divers constituants : dôme apical et son oculus, coussinet apical et son manubrium, nasse apicale des *Nassascés* (= Bituniqués de Luttrell), anneau apical, plus ou moins complexe, des *Annellascés* (= Unituniqués), tractus apical, etc. (2), et d'autre part défini, chez les *Pyrénomycètes annellascés*, quatre types d'appareil apical qui, dans une classification basée sur l'étude des asques, permettraient de caractériser quatre ordres : les *Diaporthales*, à anneau non amyloïde, peut-être chitinoïde, colorable par le rouge Congo, le vert Janus, la benzoazurine, et aussi, d'après des observations plus récentes, par les encres stylographiques (encre « Waterman ») noire et bleu-noir; les *Xylariales*, à anneau amyloïde; les *Sordariales*, à anneau large, mais très mince, voire rudimentaire, non amyloïde, colorable ou non au rouge Congo; enfin les *Clavicipitales*, dont l'appareil apical est un gros bouchon apical. Dans la présente Note, je définirai un cinquième type, caractérisant l'ordre des *Diatrypales*, qui doit être intercalé entre les Diaporthales et les Xylariales.

Ce type s'observe chez des espèces qui, par leur aspect, leur habitat

endophytique, et leurs ascospores souvent allantoïdes, se rapprochent des Diaporthales (par exemple des *Valsa*, *Diaporthe*, etc.), mais dont l'appareil apical comporte, du moins en principe, un anneau apical amyloïde, ce qui rappelle les Xylariales. Outre cet *anneau amyloïde*, il est caractérisé par le développement souvent très grand du *manubrium*, qui peut arriver à en constituer la pièce essentielle, ainsi que du *dôme apical*, dont les bords s'étendent souvent assez loin du sommet, et qui, doué d'une structure

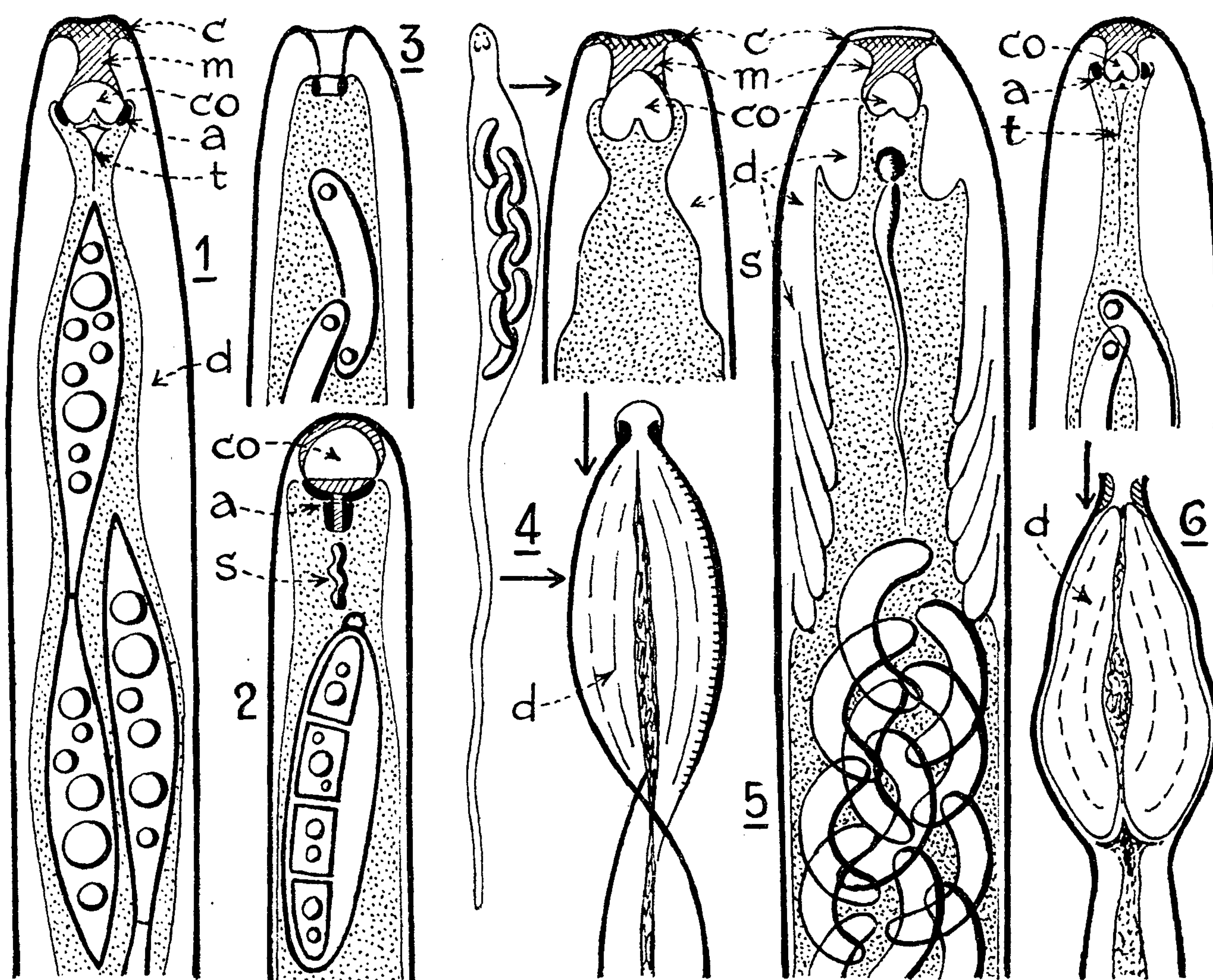


Fig. 1 à 6. — Asques de Diatrypales.

1. *Vialæa insculpta* (Fr.) Sacc.; 2. *Clypæosphæria Notarisii* Fuck.; 3. *Eutypa lata* (Pers.); 4. *Diatrype disciformis* (Hoffm.); 5. *Diatrypella quercina* (Pers.); 6. *Quaternaria* sp. (sur Chêne); *c*, coussinet apical; *m*, manubrium; *co*, corps ombiliqué; *a*, anneau amyloïde; *t*, tractus apical; *d*, dôme apical *s*, corps sous-apical. Le *Vialæa* a été trouvé sur des rameaux morts de Houx, à Samoëns (Haute-Savoie), dans le jardin alpin de la Jaysinia, en août 1956.

lamelleuse complexe, peut se transformer, après l'émission des ascospores, en une masse ovoïde stratifiée, volumineuse, perforée selon son axe, remplissant le sommet de l'asque. Coussinet et manubrium sont légèrement colorables par l'encre stylographique, la benzoazurine et le vert Janus, moins nettement ou pas du tout par le rouge Congo. Dans l'extrémité du manubrium est enchâssé un *corps ombiliqué* non colorable, assez souvent volu-

mineux, qu'encercle l'anneau, et auquel est attaché le *tractus apical*, pas toujours distinct. Dans celui-ci, ou dans la portion de l'épiplasme où il devrait se différencier, se forme assez souvent un *corps sous-apical*, de forme allongée, dont un équivalent globuleux est connu depuis longtemps chez les Sordariales.

Il y a naturellement des variantes. Exemples :

1. *Vialæa insculpta* (des tiges du Houx; espèce remarquable par ses spores bicellulaires à cellules fusiformes, et dont la position systématique, jusqu'ici très indécise, est donnée par l'étude des asques) : coussinet, manubrium et corps ombiliqué très développés; anneau amyloïde petit, simple; tractus apical distinct; pas de corps sous-apical (*fig.* 1).

2. *Clypæosphæria Notarisii* (des tiges des Ronces, et à spores également remarquables; espèce jusqu'ici souvent rangée parmi les Xylariales, à cause de l'anneau apical amyloïde) : coussinet et manubrium très réduits; corps ombiliqué au contraire très gros, globuleux; anneau amyloïde très développé, formé de deux pièces, la supérieure en forme de cupule, moulée sur le corps ombiliqué, l'inférieure tubuleuse; pas de tractus bien distinct, mais un beau corps sous-apical vermiforme (*fig.* 2).

3. *Eutypa lata :* appareil apical plus simple; anneau amyloïde bien formé (*fig.* 3).

4. *Diatrype disciformis :* manubrium et corps ombiliqué bien développés, mais anneau amyloïde nul; pas de tractus ni de corps sous-apical; dôme apical très développé et complexe, formant une masse ovoïde perforée dans le sommet de l'asque, après l'éjection des spores (*fig.* 4).

5. *Diatrypella quercina :* coussinet, manubrium et corps ombiliqué très développés; très beau corps sous-apical, dont la forme rappelle curieusement celle d'un spermatozoïde humain; dôme apical très développé et complexe, lamelleux (*fig.* 5).

6. *Quaternaria* sp. (sur Chêne) : appareil apical semblable, bien que plus petit, à celui du *Vialæa*, avec anneau amyloïde net et tractus distinct; dôme apical semblable à celui du *Diatrype* (*fig.* 6).

Ces exemples donnent un aperçu de l'extension à attribuer à l'ordre des *Diatrypales*. Chez le *Diatrypella* (*fig.* 5), on remarquera la différenciation particulièrement nette de la *calotte apicale*, disque réfringent, non colorable, qui limite extérieurement le coussinet apical.

(1) *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 513 et *Bull. Soc. mycol. de France*, 71, 1955, p. 325-337.

(2) Les Lécanorales *archéascées* ont à la fois une nasse apicale et un anneau apical amyloïde, celui-ci plus ou moins bien différencié. *Voir* M.-A. GALINOU et M. CHADEFAUD, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1178.

PATHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur le comportement du Mildiou de la Vigne* (Plasmopara viticola *B. et C. Berl. et de T.*) *lors d'inoculations de cultures de tissus de Vitacées.* Note (*) de M. **Denis Boubals**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Les réactions nécrotiques localisées aux stomates, qui interviennent lors des attaques par le Mildiou des feuilles de Vitacées résistantes, ne paraissant pas la seule cause de résistance à cette maladie, la réalisation d'inoculations de tissus de plantes résistantes cultivés *in vitro*, a montré qu'une autre cause de résistance à l'expansion du mycélium du champignon doit être envisagée.

Dans une Note précédente [1] nous avons signalé le rôle joué dans les phénomènes de résistance des Vitacées au Mildiou de la vigne, par les réactions nécrotiques qui interviennent aux stomates lors des infections foliaires.

A la suite des travaux de Morel [2], nous avons pensé que la réalisation d'inoculations sur des tissus de tige cultivés *in vitro*, pouvait être utile dans nos recherches sur les causes de la résistance des Vitacées au Mildiou, pour les raisons suivantes :

— dans ces conditions les cellules de l'hôte et le mycélium formé par les zoospores peuvent être mis immédiatement en contact en raison de l'absence d'épiderme et de stomates;

— contrairement à ce qui se passe chez les feuilles où l'infection reste la plupart du temps localisée, surtout lorsqu'on inocule des feuilles isolées en survie, chez les cultures de tissus de tige l'infection se généralise à l'ensemble du cal et à la tige qui l'a émis.

Des fragments de tige de Vitacées et d'un de leurs hybrides ont été cultivés *in vitro* selon la technique mise au point par Morel [2]. Les cals qu'ils ont produits ont été inoculés à l'aide d'une gouttelette d'eau stérile dans laquelle on avait mis un grand nombre de conidies en suspension. Les tubes de cultures ont été maintenus à la température de 25° C dans une enceinte où le degré hygrométrique de l'air était 100.

Nous avons pu effectuer les observations suivantes :

1° *Inoculation de cals de Vitacées sur les feuilles desquelles le* Plasmopara viticol a *produit des nécroses péristomatiques et ne forme jamais de conidiophores.* — Nous avons constaté que le mycélium émis par les zoospores ne parvenait jamais à se développer sur les cals de *Cissus carnosa* Lamk., *Parthenocissus quinquefolia* Planch., *Ampelopsis brevipedunculata* Maxim. et *Vitis rotundifolia* Michx.

2° *Inoculation de cals de Vitacées sur les feuilles desquelles le* Plasmopara viticola *produit, ou ne produit pas, de nécroses péristomatiques et donne une émission plus ou moins importante de conidiophores.* — Il s'est agi

de cals des espèces ci-après, classées par ordre de résistance décroissante : *Vitis riparia* Michx., *V. æstivalis* Michx., *V. candicans* Engelm., *V. Berlandieri* Plan., *V. rupestris* Scheele, *V. Lincecumii* Buckl., *V. vinifera* L.

La durée de la période d'incubation de la maladie est identique chez les cultures de tissus et chez les feuilles.

La présence du champignon se manifeste par l'apparition d'hyphes aériens qui sont, d'une manière générale, longs et peu ramifiés chez les espèces sensibles, courts et très ramifiés chez les espèces résistantes. Il se produit également une émission de conidiophores dont l'importance varie avec la résistance de la plante.

Dans certains cas le mycélium aérien apparaît avant les premiers conidiophores, dans d'autres cas ces deux sortes d'organes apparaissent ensemble.

Leur apparition sur l'ensemble du cal est progressive, au fur et à mesure que celui-ci est envahi par le mycélium intercellulaire. Elle est rapidement générale sur les cals d'espèces sensibles qui forment des hyphes longs parmi lesquels sont visibles de nombreux conidiophores bien garnis en conidies. Elle est plus ou moins lente sur les cals des espèces plus ou moins résistantes. Sur les cultures de tissus de tige de ces dernières plantes la quantité de conidiophores émis et le nombre de conidies qu'ils portent sont inversement proportionnels à la résistance.

Outre le cal, l'invasion par le mycélium intercellulaire intéresse également le fragment de rameau qui lui a donné naissance, et qui peut alors présenter des hyphes aériens et des conidiophores aux points où les tissus néoformés ont amené l'éclatement des tissus corticaux. Chez les espèces sensibles, comme *V. vinifera*, le mycélium intercellulaire se trouve en abondance dans le parenchyme cortical, le liber et les rayons médullaires formés lorsque le rameau était attenant à la plante, et dans les parties néoformées de ces deux derniers tissus. Chez les plantes moins sensibles, comme *V. rupestris*, le mycélium est localisé dans les mêmes zones mais en moins grande abondance. Enfin, chez les plantes les plus résistantes, comme *V. riparia*, on trouve seulement quelques rares fragments de mycélium dans le parenchyme cortical et au niveau de l'assise génératrice néoformée. Dans ce dernier cas, les fragments de tige ne présentent jamais d'hyphes aériens, ni de conidiophores.

Au bout d'un temps variant de 20 jours à plus d'un mois, les cals ou parties de cals envahis par le Mildiou paraissent nécrosés.

De ces observations il paraît ressortir, que chez ces plantes résistantes tout se passe comme si l'extension du mycélium intercellulaire, et par là du mycélium aérien, était limitée par un processus agissant avec une intensité variable selon les espèces.

Ceci confirme les observations effectuées sur les feuilles isolées en survie

des mêmes plantes résistantes, chez lesquelles, lorsque le mycélium produit par la zoospore n'est pas arrêté par la nécrose péristomatique, il se développe plus ou moins dans le mésophylle pour donner un nombre variable de conidiophores plus ou moins garnis de conidies.

(*) Séance du 18 mars 1957.
(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1535.
(2) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 50.

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Contribution à l'étude biologique des Sphégides (Hyménoptères). Comportement fouisseur de* Liris nigra *V. d. L.* = (Notogonia pompiliformis *Panz.*). Note (*) de M. **André Steiner**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Dans une Note précédente (1) nous avons décrit les différents types d'activités fouisseuses de *Liris nigra*; nous examinerons ici quelques particularités de ce comportement.

1. *L'allure et l'intensité* de ces activités sont notamment en liaison avec l'*état des parois de la cavité et la consistance du sol*, d'après le schéma suivant :

Sol (*ou parois de conduits déjà existants*) *dur* (terre sèche ou très tassée) : dans la phase d'aménagement d'un conduit préexistant, l'Insecte modifie très peu la cavité adoptée (*peu ou pas de creusement*); dans la phase de comblement, les matériaux de clôture, *grossiers*, sont ramassés *au loin* et *non* prélevés *activement* par l'Insecte *dans* la cavité ou à ses *abords* immédiats : activité de type C 1 surtout (1).

Sol (*ou parois de conduits déjà existants*) *meuble* (terre molle, humide ou peu tassée) : si l'Insecte adopte une cavité préexistante, il lui fait subir de profondes modifications (*creusement intense*), ou bien il creuse même entièrement une cavité : activités de type A 1, B (1). Les *matériaux de comblement fins* sont *prélevés activement* par l'Insecte *dans* la cavité ou à ses *abords immédiats* : activités du type B et C 2 (1).

Une modification expérimentale localisée, du sol ou des parois, permet de faire apparaître des comportements intermédiaires composés d'activités des deux schémas.

2. Les formes d'activité fouisseuse décrites dans la Note précédente (mais surtout celles du type B) ont été observées aussi *en dehors de la période reproductrice* (et même avant la diapause hivernale), mais généralement avec une intensité moindre. Par contre, la forme d'activité suivante n'a été observée qu'*après la ponte*.

3. *Comblement avec « barrière »* : dans certaines circonstances, le (ou les) premiers matériaux de clôture sont mis en place de la manière suivante :

au lieu de déposer simplement dans le terrier le moellon rapporté (activité de comblement de type C 1), *le Sphégide lâche l'objet en pénétrant* (*la tête la première*) *dans le terrier. Il s'y retourne, revient à l'objet, le tire à reculons, et le bloque en travers du conduit à une certaine distance du fond. Puis il sort du terrier, en s'insinuant entre l'objet et la paroi du conduit.* Les autres matériaux de la clôture (activités du type B et C) seront ensuite accumulés sur cette sorte de « barrière ».

L'analyse de cette manœuvre, révèle les détails suivants : *le comportement décrit est en relation avec l'inclinaison du conduit sur l'horizontale*, d'après le schéma suivant :

Terriers à forte inclinaison sur l'horizontale : présence quasi constante d'une « barrière » et exécution de la manœuvre précédemment décrite (cette « barrière » est particulièrement apparente lorsque la clôture est faite de matériaux fins; ou au moins, *premiers éléments de la clôture nettement de taille plus forte que les suivants*, auquel cas la manœuvre est absente.

Terriers horizontaux ou peu inclinés : la barrière est rarement présente ou très peu individualisée (*premiers éléments de la clôture à peu près de même taille que les suivants*). *La manœuvre est observée exceptionnellement* et parfois seulement esquissée.

L'usage d'un terrier expérimental à pente variable permet d'annuler progressivement la manœuvre de blocage, ainsi que la mise en place de la barrière, en passant d'une forte inclinaison à l'horizontale.

Avant de combler son nid, *Liris* « palpe » celui-ci (au cours d'une ou plusieurs *visites* ou en sortant du terrier, juste après la ponte) : durant le trajet de sortie, il palpe des antennes, lentement et avec insistance les parois du conduit; il ouvre et ferme ses mandibules sur les parois et tourne la tête en tous sens. Cette visite peut être accompagnée de « simulacres » plus ou moins complets de blocage du premier élément de clôture, mais sans ce dernier (à rapprocher des simulacres de ponte précédant l'oviposition).

Il a été démontré expérimentalement que *cette visite est en liaison avec le comportement de clôture ultérieur du Sphégide* : en présentant successivement, à ce dernier, un terrier vertical puis horizontal et *vice versa*, *avant* et *après* cette visite, on s'aperçoit que *les premiers éléments de clôture cherchés ne sont pas en rapport avec l'état actuel du terrier, mais avec l'état que présentait le terrier lors de la visite* (ou lors du voyage précédent, s'il ne s'agit pas du *premier* élément de clôture). Mais une fois que l'élément de clôture est introduit *dans* le terrier, l'activité du Sphégide peut être conforme soit à l'état *actuel* du terrier, *soit à l'état correspondant à la visite* (ou au voyage précédent, s'il ne s'agit pas du premier élément de clôture), soit intermédiaire.

La mise en place de la barrière par le Sphégide, n'intervient pas si

celui-ci en trouve déjà une (placée artificiellement) au cours de sa visite précédant la clôture du nid, au moins dans les quelques cas observés.

4. Après la ponte, des trous voisins du nid peuvent être comblés (avec ou sans barrière) *avant*, *pendant*, mais le plus souvent *après* la clôture du « vrai » nid [2].

Ces « exagérations » d'activités de comblement (et en général de beaucoup d'autres activités), surviennent souvent lorsque le Sphégide est troublé à ce moment par des *facteurs externes* : présence d'autres individus par exemple; ou par des *facteurs internes* : Guêpes en fin de période reproductrice, par exemple. La construction d'une « super-barrière » résulte souvent de « perturbations » subies par le Sphégide au moment de la mise en place de la barrière; de même qu'un transport perturbé « s'éternise »; ou que le Grillon reçoit un nombre de piqûres exagéré si *Liris* est troublé durant la paralysie.

5. Pendant la nidification, à aucun moment, le terrier n'est clos *temporairement.*

6. Certains types d'activités (B, par exemple) s'observent à la fois dans les phases d' « aménagement » et de « clôture ».

7. L'acquisition d'un terrier peut *précéder* (cas général) ou *suivre* la capture de la proie, dans le comportement reproducteur « moyen ».

(*) Séanée du 18 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1259.

(2) Il n'a jamais été observé de ponte non suivie d'activités de clôture.

(*Station Biologique des Eyzies, Dordogne; Faculté des Sciences, Paris.*)

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Sur le déterminisme de l'orientation par rapport aux rayons lumineux, chez* Blattella germanica. Note (*) de MM. **Michel Goustard** et **Henri Verron**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Des études précédemment publiées ont mis en évidence, d'une part, l'action de la lumière en tant que stimulus directeur et excitateur [1] d'autre part, l'influence de l'environnement et de la lumière réfléchie sur le comportement de la Blatte [2].

Rappelons brièvement la méthode utilisée dans ces expériences. La Blatte est déposée sur un labyrinthe éclairé par une lampe et posé sur une plaque de verre. La réflexion de la lumière est maxima lorsque le substrat et la plaque sont peints en blanc, minima quand ils sont peints en noir.

La source lumineuse est située au-dessus du labyrinthe et à l'opposé du point de départ de l'animal. Les caractéristiques physiques d'éclai-

rement par la lumière incidente sont maintenues constantes au cours de toutes les expériences.

L'objet de cette Note est de préciser l'action de la lumière réfléchie sur la réaction d'orientation de l'animal par rapport aux rayons lumineux. Pour cela, on calculera l'amplitude de cette réaction, c'est-à-dire le rapport entre les trajets effectués dans les régions les moins éclairées et ceux effectués dans les régions les plus éclairées.

Action de la lumière réfléchie. — 1. Dans un premier groupe d'expériences, le fond est blanc :

— Si le labyrinthe est blanc, la réflexion de la lumière est maxima (300 lx) et l'amplitude de la réaction d'orientation est de 12 %.

— Si le labyrinthe est noir, la réflexion de la lumière est minima (240 lx) et l'amplitude de la réaction d'orientation est de 28 %.

2. Dans un deuxième groupe d'expériences, le fond est noir.

— Si le labyrinthe est blanc, la réflexion est maxima (100 lx) et l'amplitude de la réaction est de 36 %.

— Si le labyrinthe est noir, la réflexion de la lumière est minima (37 lx) et l'amplitude de la réaction est de 41 %.

Ces expériences mettent en évidence :

a. l'influence de la lumière réfléchie par le labyrinthe : l'amplitude de la réaction dépend non seulement de la lumière incidente qui l'augmente, mais de la lumière réfléchie qui la diminue;

b. l'influence de la lumière réfléchie par l'environnement : l'amplitude de la réaction est plus grande quand l'environnement réfléchit moins de lumière.

D'autre part, ces expériences montrent que le rôle joué par la lumière réfléchie sur l'environnement est beaucoup plus important que l'action de la lumière réfléchie sur le labyrinthe lui-même. Donc la sensibilité de l'insecte est plus grande à l'égard des stimuli relativement moins proches du champ.

Étude du déterminisme psycho-physiologique de la réaction. — Des expériences [3] publiées partiellement permettent d'élucider en partie le mécanisme psycho-physiologique de cette réaction en précisant le rôle des différents récepteurs.

a. Quand les expériences sont effectuées dans les conditions habituelles (10 expériences séparées par 3 mn d'intervalle), l'amplitude de la réaction est de 32 %.

b. Quand la Blatte parcourt le labyrinthe pendant 15 mn avant les expériences proprement dites, on constate que l'amplitude de la réaction est :

de 5 % après parcours sur le labyrinthe;

de 5 % après parcours sur une plaque de verre posée sur le labyrinthe;

de 23 % après parcours sur une plaque de verre avec un carton noir au-dessous masquant le labyrinthe;

de 34 % après parcours sur une plaque de verre avec un carton blanc au-dessous masquant le labyrinthe.

Ces expériences mettent en évidence :

a. l'importance du parcours libre avant les expériences proprement dites, et le rôle primordial joué : d'une part par l'exposition à la lumière, d'autre part, par la vue du labyrinthe.

Dans ces deux expériences, l'intégration sensori-motrice est différente elle ne joue donc pas un rôle appréciable dans la réaction. Le facteur essentiel est l'adaptation aux stimuli lumineux et la vision du labyrinthe.

b. L'importance de l'intégration visuelle des stimuli du labyrinthe. Ceci est confirmé par le fait que si la Blatte parcourt la plaque de verre, le substrat étant dissimulé par un carton noir ou blanc :

— l'amplitude de la réaction est la même que chez les témoins pour les expériences effectuées avec le carton blanc (32 et 34 %);

— l'amplitude de la réaction est différente pour les expériences effectuées avec le carton noir (23 %); elle diminue donc de 9 % par rapport aux témoins dans ce dernier cas.

Conclusion. — Ces expériences montrent que dans la réaction d'orientation par rapport aux rayons lumineux, la lumière incidente a un rôle essentiellement excitateur, et la lumière réfléchie une action inhibitrice sur la réaction.

De plus, l'action de la lumière réfléchie par l'environnement est plus importante que celle de la lumière réfléchie par le substrat. Ceci confirme le fait déjà mis en évidence à plusieurs reprises chez la Blatte (3) à savoir l'importance des stimuli de l'environnement dans le comportement. Ces expériences prouvent que l'insecte est plus sensible aux stimuli de l'environnement qu'aux stimuli du substrat de parcours lui-même.

En outre, dans la réaction par rapport aux rayons, les stimuli visuels jouent un rôle plus grand que les stimuli kinesthésiques. Dans l'excitation des yeux, il faut dissocier l'adaptation sensorielle aux stimuli physiques, et la réaction à la structure psychophysique du substrat de parcours.

Des faits établis antérieurement (4) montrent que :

a. la suppression des yeux ou leur adaptation préalable entraîne une diminution de l'amplitude de la réaction;

b. l'excitation de la sensibilité extra-oculaire entraîne une inhibition de l'amplitude de la réaction.

On peut donc penser que c'est par une action sur la sensibilité extra-oculaire que s'exerce le rôle inhibiteur de la lumière réfléchie par l'environnement.

(*) Séance du 18 mars 1957.
(1) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1151.
(2) *C. R. Soc. Biol.*, **147**, 1953, p. 968.
(3) *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1442.
(4) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1517.

(*Laboratoire d'Évolution des Êtres organisés*, 105, *boulevard Raspail, Paris.*)

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Étude expérimentale des modifications éventuelles de la fourniture vocalique sous l'influence de fournitures auditives stimulatrices concomitantes.* Note de M. **Raoul Husson**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Si un sujet émet vocalement une fourniture F tout en recevant auditivement une fourniture différente F′ de même fondamental, F peut, dans certaines conditions mises en évidence, évoluer et même se confondre avec F′ par une rétroaction réalisant les modifications pharyngo-buccales et laryngées adaptées.

1. Si un sujet émet une voyelle tenue dans un microphone, dont la tension passe dans un système de filtres qui en supprime une bande de fréquences avant son retour dans des écouteurs placés sur ses oreilles, la bande supprimée disparaît du spectre de la voyelle émise par le sujet. De même, chez tout sujet présentant un scotome auditif, les harmoniques compris dans l'îlot auditif atteint sont absents dans la voix du sujet. Nous avons donné le nom d' « *effet Tomatis* » à ce curieux et intéressant phénomène, découvert par cet auteur en 1954 (1), et concrétisé par lui par la formule : « Le larynx n'émet que les harmoniques que l'oreille peut entendre ».

2. Dans le but d'élucider ce phénomène, nous avons réalisé, notamment au Laboratoire de Physiologie de la Sorbonne, des expériences de phonation avec self-audition à l'aide d'amplificateurs différentiels de fréquences, en faisant varier systématiquement : 1° les sujets (à voix cultivée ou inculte); 2° les hauteurs tonales dans toute l'étendue des tessitures; 3° la ou les bandes de fréquences sur lesquelles nous faisions porter la diminution ou l'augmentation des amplitudes (2). L'ensemble des résultats obtenus permet de donner l'explication suivante des phénomènes observables :

Lorsque le sujet émet une fourniture F, transformée par filtrage en une fourniture F′, il reçoit dans ses oreilles la fourniture F′. Celle-ci, perçue par le cortex auditif, gagne les zones d'intégration où se réalisent les *schémas corporels vocaux* (3) du sujet, et y éveille le schéma corporel vocal lié à F′. Ce dernier, en principe différent du schéma corporel vocal du son émis F, provoque des réactions d'ajustement adéquates pour F′ et non pour F. *Par voie de rétroaction, le sujet réalise ainsi* (*ou amorce*) *les*

régulations de posture pharyngo-buccale et les ajustements du tonus laryngien qui permettent la réalisation de la fourniture F′ *et non plus celle de* F. L'appoint sensoriel auditif corrige ainsi automatiquement la régulation proprioceptive d'origine musculaire, comme il est constaté dans les corrections visuelles des phénomènes de l'équilibration.

3. Cette explication rend compte des faits suivants, plus différenciés, qui définissent le domaine et les modalités d'application de la formule de Tomatis :

1° Si la fourniture F′ imposée à l'oreille représente une voyelle réelle et acoustiquement voisine de F, les adaptations pharyngo-buccales et laryngées permettant de passer de F à F′ se réalisent de suite, complètement et sans difficulté.

2° Si la fourniture F′ imposée à l'oreille représente une voyelle trop éloignée de F, F évolue vers F′ dans une certaine mesure seulement ou ne fait qu'amorcer cette évolution.

3° Si la fourniture F′ imposée à l'oreille est trop différente de F, ou bien si elle ne représente pas un son physiologiquement réalisable, il ne se passe rien : le sujet continue à émettre F, avec un sentiment de *gêne organique diffuse* plus ou moins nettement perçue selon les sujets.

Les phénomènes décrits ci-dessus sont d'autant plus nets que F′ est plus intense, et qu'elle efface la fourniture F perçue par voie osseuse. Si F′ est trop faible, tout phénomène disparaît.

4. L'analyse de ces phénomènes permet d'assigner une correspondance grossière, mais nette, entre les bandes de fréquences modifiées et les groupes musculaires sur lesquels s'exerce la rétroaction :

1° En augmentant l'intensité des harmoniques supérieurs à 2 500 cycles environ, le larynx répond *seul* par un accroissement du tonus d'accolement des cordes vocales, ce qui accroît le « mordant » de la voix, donc l'intensité des harmoniques supérieurs à la *fréquence de coupure* (⁴) du pavillon pharyngo-buccal qui est précisément 2 500 cycles. Phénomènes inverses en agissant par diminution.

2° En agissant sur les harmoniques inférieurs à cette fréquence de coupure, on ne détermine que des adaptations posturales du pavillon pharyngo-buccal. Si l'on supprime par exemple dans F′ la bande de 1200 à 1800 cycles, on nasalise F en déterminant un abaissement du voile; et inversement. Si l'on augmente dans F′ la bande correspondant au formant buccal de F, on déclenche une adaptation de la cavité buccale (que le sujet perçoit par un accroissement de ses sensibilités internes proprioceptives buccales) qui accroît la même bande dans F. Même chose pour la cavité pharyngée.

(⁴) A. Tomatis, *Actualités Oto-Rhino-Laryngologiques*, 1954, Masson, Paris, p. 264.

(2) M. l'Ingénieur L. Pimonow, d'une part, et d'autre part MM. les Docteurs R. Maspetiol et D. Semette, ont mis à notre disposition des moyens expérimentaux.

(3) A. Soulairac, *Revue de Laryngol. Portmann*, Bordeaux, Suppl. de novembre 1955, p. 666-674.

(4) R. Husson et L. Pimonow, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1261.

CYTOLOGIE. — *Existence d'un complexe liporibonucléoprotidique à groupements sulfhydrilés au sein du nucléole.* Note (*) de M. **Daniel Zagury**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Dans une communication faite en Novembre 1956, Gabe et Martoja précisaient l'existence histochimique de groupements sulfhydrilés dans un certain nombre de nucléoles dont celui de l'oocyte de *Clyo pyramidata* nous montrant dans ce cas l'identité des groupements SH et de ribonucléoprotéines. La raison en est que lipides et groupements sulfhydrilés forment au niveau des nucléoles une combinaison et restent généralement masqués lors de leurs réactions histochimiques respectiues. En éliminant un de ces composés ou en le bloquant, nous sommes arrivés à avoir la preuve histochimique directe de l'existence de l'autre constituant, au niveau des nucléoles de cellules variées; nous avons choisi comme matériel d'étude de l'*Aggregata*, coccidie parasite du cœcum de la Seiche; le méristème de Jacinthe; l'œuf et le foie de la Grenouille.

Mise en évidence des lipides. — Nous avons pratiqué la réaction au noir Soudan, sur coupes à la paraffine; des coupes passées préalablement à la pyridine ont servi de contrôle. Chez l'*Aggregata* prise comme type, nous avons opéré sur des pièces fixées au Helly et incluses à la paraffine; les coupes ont subi une oxydation prolongée au Lugol faible avant le bain dans la solution alcoolique au noir Soudan. La coupe témoin a subi le même traitement, mais est passée à la pyridine à 37° pendant 24 h avant l'action du noir Soudan. Sur la coupe type, le nucléole apparaît coloré en noir à sa périphérie, suivant une forme de croissant ou d'anneau avec quelques ramifications intérieures qui laissent entre elles des lacunes non colorées. Le contrôle fait sur la coupe témoin montre un nucléole uniformément décoloré. Nous remarquons que si les graisses n'ont pas été dissoutes lors des traitements d'inclusion à la paraffine, c'est qu'elles font partie du groupe des chromolipides (lipides oxydées), retenus dans un complexe insoluble dans les différents alcools, nécessaires à cette inclusion. Par ailleurs il semble que les lipides ont pu être « démasqués » grâce à l'action du sublimé (Helly), qui bloque les groupements SH, complétée par l'oxydation prolongée au Lugol. Avec la Jacinthe, l'œuf de Grenouille, la réaction est également positive; l'œuf de Grenouille à maturation donne les mêmes images structurées que l'*Aggregata*. Par contre, dans le foie de Grenouille le nucléole ne prend pas le noir Soudan. D'autres fixateurs comme le formol, permettent d'obtenir des résultats positifs après oxyda-

tion periodique. Les résultats peuvent être accentués après traitement de 8 h au chlorure mercurique.

Mise en évidence des groupements sulfhydrilés. — Le test au ferricyanure ferrique (variante d'Adams) a été utilisé, après avoir éliminé les graisses par la pyridine. Comme ce test n'est pas spécifique des groupements SH, nous y avons d'abord associé des épreuves de contrôle (par traitement préalable au sublimé) et de plus nous avons confirmé nos résultats en utilisant la réaction au pourpre de tétrazolium, en milieu très alcalin et en présence de cyanure de sodium (méthode de Gomori), qui peut être considérée comme spécifique des groupements SH, pour de tels pH. Avec *Aggregata*, nous avons procédé sur des pièces fixées au formol pendant 18 h et incluses à la paraffine. Les coupes sont oxydées au Lugol faible, passées dans un bain prolongé de pyridine pure, réduites par du sulfure d'ammonium, avant d'être traitées par un mélange d'une solution de ferricyanure de potassium à 1 % et d'une solution de chlorure ferrique à 1 %. Le même traitement est donné à une coupe témoin, qui est en plus soumise à un bain prolongé de sublimé à saturation dans l'eau, avant le passage au ferricyanure ferrique. La coupe type montre des nucléoles colorés au bleu de Turnbull, dessinant les mêmes images qu'avec le noir Soudan; la coupe témoin présente une réaction négative. La Jacinthe et l'œuf de Grenouille donnent également des résultats positifs. Sur le matériel fixé au Bouin la réaction est positive, alors que sur celui fixé au Helly elle est négative. Nous avons pu confirmer nos résultats par une réaction de convergence, plus spécifique. La réaction au néotétrazolium en milieu alcalin, suivant la technique de Gomori, nous a donné en effet les mêmes images colorées en un pourpre intense.

Conclusion. — Cette étude a été complétée par la recherche des acides ribonucléiques pyroninophiles, suivant la technique de Brachet; des protéines basiques par la détection de l'arginine, suivant la réaction de Baker (variante de la réaction chimique de Sakaguchi); la concentration de ces corps étant très marquée aux mêmes endroits nucléolaires que les réactions précédentes fait préjuger de l'existence d'un complexe lipo-ribonucléoprotidique à groupements sulfhydrilés, au sein des nucléoles de certaines cellules, à savoir en particulier les éléments non spécialisés.

Cette contribution histochimique à l'étude du nucléole permet de mieux comprendre l'évolution onto- et phylogénétique de cet organite et certaines de ses modifications expérimentales et pathologiques. Elle est de plus un argument en faveur des échanges d'acides nucléiques du nucléole avec les chromosomes de certaines cellules. Les techniques histochimiques mises en œuvre par nous semblent pouvoir être utilisées dans la recherche de certains composés lipidiques et sulfhydrilés « masqués » au niveau d'autres organites et d'autres organes.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) GABE et MARTOJA, *Ann. Histoch.*, 1, 1956, n° 4.

(*Laboratoire d'Évolution des Êtres organisés*, 105, *boulevard Raspail, Paris.*)

CYTOLOGIE. — *Existence d'un complexe lipides-nucléoprotéines à groupements sulfhydrilés au niveau du chromosome*. Note (*) de M. **SIMON IDELMAN**, présentée par M. Pierre P.-Grassé.

Les résultats fondamentaux obtenus par D. Zagury (1), montrant l'existence d'une « cénapse » lipides-nucléoprotéines sulfhydrilées au sein du nucléole nous ont incité à entreprendre une étude cyto-chimique du chromosome et à rechercher la présence de ces corps dans les cellules en mitose. De même que dans le nucléole, cette cénapse masquerait la présence de ses constituants au cours de leurs investigations histo-chimiques habituelles.

Nous nous sommes servi comme matériel animal du testicule de Triton (*Triturus cristatus*) et du testicule de Criquet (*Locusta migratoria*); comme matériel végétal, du méristème de la racine de Jacinthe.

Recherche des lipides. — Jusqu'à présent, les lipides n'avaient pu être retrouvés au sein du chromosome. La réaction au noir Soudan sur coupes à la congélation est effectivement négative.

Nous l'avons alors utilisée sur coupes à la paraffine. Contrôlée par un témoin à la pyridine, cette réaction met en évidence les lipides oxydés (lipofuscines).

Les pièces sont fixées de préférence au mélange de Helly. Une oxydation au Lugol faible pendant 30 mn suffit alors à démasquer les lipides des chromosomes de la Jacinthe. Elle est insuffisante pour le testicule de Triton ou de Criquet qui nécessitent une oxydation violente et prolongée avec le mélange oxydant de Gomori.

Dans ces conditions, nous voyons la chromatine interphasique prendre une coloration bleue foncée ou noire. A la fin de la prophase, le chromosome apparaît totalement coloré et le demeure jusqu'à la fin de la division cellulaire. Sur une coupe témoin traitée à la pyridine, le chromosome est totalement décoloré et simplement réfringent.

Le choix du fixateur est important. L'acide trichloracétique à 10 % est assez favorable; il agit en libérant les lipides de leur complexe lipoprotéique. Le Bouin ou le formol de Baker donnent des résultats moins nets. Il est probable que le mélange de Helly favorise le démasquage des lipides en bloquant les radicaux sulfhydrilés. On peut d'ailleurs renforcer

la réaction au noir Soudan en faisant précéder l'oxydation par un passage des coupes dans une solution saturée de sublimé. L'oxydation permet de démasquer les lipides de leur cénapse, leur liaison avec les nucléo-protéines est certainement plus forte dans le chromosome que dans le nucléole.

Recherche des groupements sulfhydrilés. — *a.* Nous avons tout d'abord utilisé la réaction d'Adams au chlorure ferrique et au ferrocyanure de potassium sur coupe à la paraffine après une inclusion faite rapidement. Pour être significative, cette réaction doit être précédée d'un passage à la pyridine, qui solubilise les lipides; elle doit être accompagnée d'un contrôle sur une coupe témoin dont on a bloqué les radicaux —SH par une solution aqueuse saturée de chlorure mercurique.

Fixation : Bouin de préférence, ou formol de Baker. Renforçateurs utilisés : soit le sulfite de sodium à 5 % soit de préférence le sulfure d'ammonium.

Les chromosomes prennent nettement la coloration bleu de Turnbull, la coloration est topographiquement superposable à la réaction au noir Soudan : seules sont colorées les zones hétérochromatiques à l'interphase, par contre le chromosome est totalement coloré au cours de la mitose.

Le témoin traité au chlorure mercurique, même sans passage préalable à la pyridine, est négatif.

Le résultat nettement positif après pyridine et l'absence de réaction sur une coupe traitée par le sublimé sans passage à la pyridine indiquent une fois de plus la cohésion de la cénapse lipides-nucléoprotéines sulfhydrilées.

b. Nous avons ensuite vérifié ces résultats à l'aide de la réaction au néotétrazolium (variante de Gomori), spécifique, en milieu alcalin, des groupements sulfhydrilés. Là encore, la chromatine interphasique et les chromosomes à la mitose sont nettement positifs et prennent une coloration pourpre.

L'étude cytochimique permet donc de déceler au niveau du chromosome la présence de groupements sulfhydrilés et de lipides oxydés vraisemblablement masqués dans un complexe lipo-nucléoprotéique. Ces corps se retrouvent dans la chromatine du noyau interphasique et jouent certainement un rôle important dans le déroulement de la mitose.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1825.

(*Laboratoire d'Évolution des Êtres organisés, 105, boulevard Raspail, Paris, 6e.*)

ZOOLOGIE. — *Étude du glycogène chez* Flustra papyracea, *Ellis et Solander, Bryozoaire Chilostome*. Note (*) de M[lle] **Geneviève Lutaud**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Chez *Flustra papyracea*, E. et S., le glycogène s'accumule dans l'épithélium de la paroi de la loge. Il n'y en a jamais dans aucune des régions du polypide. Les réserves glycogéniques de l'œuf, sensiblement constantes en toute saison, sont utilisées au cours de l'organisation de la larve. Il existe une relation entre la richesse en glycogène de la paroi et le rythme saisonnier de la croissance.

L'étude d'ensemble de la croissance coloniale de *Flustra papyracea*, Ellis et Solander, m'a conduite à rechercher les polysaccharides par l'histochimie et à analyser leurs variations saisonnières.

Dans la région de Roscoff, on ne trouve *F. papyracea* à la grève que par les fortes marées. Les colonies observées ont été récoltées en mars, septembre et octobre 1955, mars, avril, juillet et septembre 1956 et février 1957. Elles provenaient toutes du même gîte pour éviter des fluctuations dues à des conditions locales plus ou moins favorables. Les colonies ont été fixées sur place par le liquide de Gendre, colorées par les techniques du Carmin de Best et de l'acide-periodique-réactif de Schiff selon Hotchkiss et Lillie, et comparées à des préparations témoins ayant subi la digestion par l'amylase salivaire. Mais les techniques actuelles de l'histochimie des polysaccharides ne permettent pas toujours de déceler certaines formes très labiles du glycogène.

Localisation du glycogène dans la zoécie. — Si l'on examine les animaux de mars ou d'avril, on constate d'emblée la présence de grandes quantités de glycogène dans l'épithélium pavimenteux de la paroi de la loge. Les cellules épithéliales sont très étirées sur l'area frontale, plus serrées et plus hautes sur les parois profondes de la loge, dorsale et latérales; les granulations caractéristiques de glycogène s'accumulent dans le cytoplasme, sur toute la surface de la loge. Une seule région fait exception : l'épithélium interne de l'ovicelle en est dépourvu. Le réseau mésenchymateux pariétal qui double l'épithélium et se raccorde aux dernières ramifications des travées funiculaires, peu serré et très fragile, se distingue difficilement sur les coupes. Lorsqu'il est possible de discerner les deux couches cellulaires qui constituent la paroi, ce réseau semble dépourvu de glycogène et Hotchkiss-négatif, comme le sont d'ailleurs le funicule et les travées mésenchymateuses. Les leucocytes vésiculaires sont Hotchkiss et Best-négatifs. Les leucocytes sphérulaires prennent au Hotchkiss une coloration rose assez intense et l'on distingue parfois entre les sphérules quelques granulations Best-positives sans pouvoir affirmer qu'il s'agisse véritablement de glycogène.

Il n'y a pas de glycogène dans la paroi des bourgeons, ni généralement dans les dernières loges formées. Mais il n'est pas rare d'en trouver des quantités appréciables dans l'épithélium de très jeunes zoécies dont le polypide est encore loin d'être fonctionnel, ce qui implique une transmission de réserves glucidiques à partir des zoécies précédentes.

Il n'y a jamais de glycogène dans aucune des parties du polypides, pas plus que dans ses organes annexes, muscles, gaine tentaculaire ou diaphragme. Mais le cæcum diffère des autres régions du tube digestif : alors que le pharynx, le cardia, l'estomac central, le pylore et le rectum ne révèlent au Hotchkiss que des mucines caractérisées, les vacuoles de la paroi cæcale sont remplies d'une substance Hotchkiss-positive qui ne donne les réactions ni des mucus ni du glycogène. On sait déjà, par l'étude du trajet des aliments, qu'une partie au moins de l'absorption se fait au niveau du cæcum.

Les spermatogonies, spermatocytes et spermatozoïdes, ainsi que les ovogonies et les cellules nourricières de l'oocyte sont toujours Best et Hotchkiss-négatifs. Mais, dès que l'oocyte atteint environ 1/4 de son diamètre définitif, son cytoplasme commence à se charger de substances Hotchkiss-positives; la coloration, d'abord diffuse, s'intensifie et se précise à mesure que grandit l'oocyte. Vers la fin de sa période d'accroissement apparaît du glycogène. L'œuf en est très riche au moment de la rupture du follicule et de l'expulsion dans l'ovicelle. Encore très abondant au cours des premiers stades de la segmentation, le glycogène se réduit progressivement à mesure que s'organise la larve, et peut disparaître complètement chez les animaux les moins riches. On en trouve les dernières traces dans les cellules du sac interne et dans les cellules glandulaires de l'organe piriforme, avant le début de leur sécrétion muqueuse. Au moment de sa libération, la larve est encore très riche en divers autres polysaccharides.

Variation saisonnière des réserves glycogéniques. — Il semble que la croissance et la ponte s'arrêtent en hiver. Quelques flustres récoltées en janvier étaient en mauvais état : des corps bruns occupaient la plupart des loges, le bourgeonnement et la reproduction étaient arrêtés et il n'y avait pas de glycogène.

Dès la mi-février, les zoécies régénèrent de nouveaux polypides, la colonie peut à nouveau se nourrir activement, le bourgeonnement reprend et l'on trouve de nombreuses larves dans les ovicelles. Chez quelques-unes des colonies les plus actives, et dans quelques zoécies seulement, on trouve les premières traces de glycogène dans la paroi.

En mars et avril, les cellules épithéliales de la paroi sont chargées de glycogène sur toute la surface de la zoécie. Le bourgeonnement est très rapide et la croissance maxima. En juillet, la croissance est déjà moins active. On trouve encore du glycogène dans la plupart des loges de toutes

les colonies observées; mais il y en a déjà beaucoup moins et certaines régions de l'épithélium en sont dépourvues. En septembre et octobre, le bourgeonnement se ralentit considérablement. A part quelques traces chez les colonies les mieux portantes, le glycogène de paroi a disparu.

La spermatogenèse et l'oogenèse sont régulièrement et simultanément actives tout au long de cette période. De février à octobre, on trouve des larves en incubation dans les ovicelles, avec deux maxima en février-mars et en septembre. Les œufs sont toujours très riches en glycogène quelle que soit la saison, et il ne semble pas qu'il y ait un rapport direct entre la charge glycogénique de l'œuf et la richesse de la paroi.

Ainsi, dès la fin de l'hiver, *Flustra papyracea* retrouve les conditions favorables qui lui permettent de se nourrir et de proliférer, et le bourgeonnement et la ponte reprennent. Au début du printemps, les polypides de plus en plus nombreux se nourrissent activement et du glycogène peut s'accumuler dans la paroi de la loge. Dans le courant de l'été, les colonies se fatiguent. Le glycogène de paroi est utilisé. Après la ponte de septembre, les réserves glycogéniques sont épuisées, et les conditions locales sont défavorables : les colonies entrent dans une période de stagnation hivernale.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(*Laboratoire d'Anatomie comparée, Faculté des Sciences, 1, rue Victor-Cousin, Paris 5e.*)

BIOLOGIE. — *Effets d'une castration unilatérale précoce chez le Ver à soie sur la ponte de l'adulte.* Note de MM. **Jean-Marie Legay** et **Michel Pascal**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Une castration unilatérale précoce effectuée sur la chenille de *Bombyx mori L.* ne modifie pas de façon sensible le développement et le fonctionnement de l'ovaire restant. Le nombre d'ovocytes formés reste le même, le poids de ceux-ci n'augmente que de 13 %.

On sait à la suite d'expériences de sous-alimentation [Baud (1)] que non seulement le nombre, mais aussi le poids individuel des œufs dépendent pour une part du poids de la femelle qui les a pondus; on peut supposer, et c'est l'hypothèse la plus simple, que la diminution des réserves disponibles a limité la croissance des ovocytes. Une augmentation de ces réserves devrait semble-t-il, avoir l'effet inverse. Or, si un accroissement notable des réserves globales est pratiquement difficile à obtenir, il est par contre toujours facile de diminuer le nombre de cellules germinales pouvant participer à l'ovogénèse, ce qui conduit à une situation analogue. Ces remarques nous ont amené à étudier en détail les effets d'une castration unilatérale.

Après une série d'essais faits sur des chenilles de divers stades et sur des chrysalides jeunes, nous avons choisi la technique de castration unilatérale précoce, effectuée sur la chenille sortant de troisième mue. A cet âge, les gonades sont à l'état d'ébauches. L'opération, contrôlée sous la loupe binoculaire, a toujours porté sur l'ébauche droite.

Nous avons vérifié que la croissance globale des animaux opérés n'a pas été modifiée de façon sensible ni par la castration, ni par le choc opératoire, comme l'indiquent les données ci-dessous :

	Nombre d'individus.	Poids moyen (mg). Coque soyeuse.	Poids moyen (mg). Chrysalide.
Femelles castrées	9	392,6	2624,2
Femelles témoins	7	402,0	2725,4

Il importe donc de noter que les chenilles opérées ont accumulé les mêmes réserves totales que si elles possédaient encore leurs deux gonades et que ces réserves étaient, pendant la période de grand accroissement de l'ovogénèse, à la disposition d'un seul ovaire.

Pour contrôler les effets du traitement expérimental effectué, nous avons mesuré à propos de chaque ponte déposée par l'adulte : *le poids moyen de l'œuf* et *le nombre total des œufs*, ce nombre comprenant non seulement les œufs pondus, fécondés ou non, mais aussi les œufs non pondus et découverts par dissection dans l'abdomen des papillons immédiatement après leur mort. Nous avons noté ci-dessous les données moyennes par ponte :

	Poids d'un œuf.	Nombre total des œufs.
Femelles castrées	0,875	399,1
Femelles témoins	0,777	806,4

Ce tableau indique que le poids moyen d'un œuf s'élève d'environ 13 % par rapport au témoin. Nous avons vérifié que la différence entre les deux moyennes était significative et nous avons d'autre part effectué quelques pesées individuelles sur les œufs les plus gros, pondus par les femelles castrées; nous avons trouvé alors quelques chiffres approchant ou dépassant le milligramme. Malgré ce, on peut s'étonner du degré d'indépendance entre l'intensité de la vitellogénèse et la quantité de matières de réserves disponibles.

D'autre part, il apparaît que, par ovaire, le nombre des cellules germinales susceptibles de donner des œufs est remarquablement fixé, puisque le nombre total des œufs contrôlés est exactement, chez les femelles castrées, la moitié de celui noté chez les femelles témoins.

Ces éléments conduisent à penser :

1° qu'il y a un déterminisme très précoce du nombre des ovocytes produits par l'adulte, peut-être même dès la vie embryonnaire et sous l'influence de la génération précédente; ce phénomène serait analogue à celui noté pour le nombre d'ovarioles chez *Locusta* par Albrecht et Verdier (²);

2° que la croissance pondérale des ovocytes ne peut être modifiée que dans d'étroites limites, malgré d'importantes variations dans les conditions expérimentales. Ainsi, lorsque le poids de la femelle diminue dans le rapport de 3 à 1, sous l'effet de la sous-alimentation, le poids des œufs s'abaisse seulement de 20 %; lorsque la quantité de matières de réserves à la disposition des ovocytes augmente dans le rapport de 1 à 2 sous l'effet d'une castration unilatérale, le poids des œufs ne s'élève que de 10 % environ.

Pour expliquer les résultats de ces deux sortes d'expériences, il y a lieu non seulement de penser à un mécanisme hormonal, qui reste d'ailleurs à découvrir, mais aussi de tenir compte du fait que l'ovocyte (conformément à la théorie de Brachet) possède très tôt une structure conduisant en particulier l'œuf à avoir une taille et un poids déterminés, caractéristiques de l'espèce et difficilement modifiables.

(¹) *Revue du Ver à soie*, 1955, VII, 2, p. 73-159.
(²) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 203.

GÉNÉTIQUE. — *Influence de l'âge des parents sur la masculinité des naissances vivantes*. Note (*) de MM. **Jérôme Lejeune** et **Raymond Turpin**, présentée par M. Léon Binet.

La proportion des garçons dans les naissances vivantes diminue en fonction linéaire de l'âge du père et, à un moindre degré, de celui de la mère. Cette diminution est significative dans les deux cas.

En raison de la faible amplitude de cette variation et du sens dans lequel elle se produit, aucune hypothèse génétique simple ne peut être proposée.

Il en résulte que dans la détection chez l'Homme de mutations léthales liées au sexe, se manifestant par une déviation de la masculinité, le biais introduit par le vieillissement des procréateurs peut être considéré comme négligeable.

On admet généralement qu'une augmentation de la fréquence des mutations puisse être decelée chez l'Homme par des variations de la masculinité à la naissance du fait de l'accumulation de gènes léthaux récessifs liés au chromosome X.

Des travaux menés sur la descendance des survivants aux bombardements atomiques (J. V. Neel et W. J. Schull et coll., 1953) (1) et sur celle des sujets traités par radiothérapie pelvienne (R. Turpin, J. Lejeune et M. O. Rethore, 1956) (2) sont en accord avec cette hypothèse et révèlent une augmentation de la masculinité lorsque le père est soumis au risque ionisant et une diminution lorsque la mère est irradiée.

Il devenait dès lors indispensable de soumettre à un critère l'influence intrinsèque du vieillissement des procréateurs, vieillissement qui doit entraîner une plus longue exposition aux risques mutagènes.

L'analyse des 28 295 125 naissances vivantes enregistrées aux U. S. A. durant les années 1946 à 1954 inclus (3) conduit à la statistique

$$\chi^2 = \left[\sum \frac{M_i^2}{N_i} - \frac{M^2}{N}\right]\left[\frac{1}{\bar{y}(1-\bar{y})}\right] = 245,99,$$

c'est-à-dire que la variation de la masculinité y = Nombre de garçons/Nombre de naissances est hautement significative, en fonction de l'âge des parents.

Les formules gaussiennes définissant le plan idéal de régression de y en fonction de l'âge du père x_p et de celui de la mère x_m (codés en classes quinquennales) conduisent à l'équation

$$y = 0,51422646 - [(0,00057776 \pm 0,000104)(x_p - \bar{x}_p) + (0,0003362 \pm 0,000125)(x_m - \bar{x}_m)].$$

Cette régression laissant un χ^2 résiduel de 104,87 est hautement significative. On peut en conclure qu'à âge constant de la mère la masculinité décroît en fonction du vieillissement paternel, et par ailleurs qu'à âge constant du père, la masculinité décroît en fonction du vieillissement maternel.

Bien que cette régression soit deux fois plus marquée pour le vieillissement paternel, elle est hautement significative dans les deux cas ($t_p = 5,55$ et $t_m = 2,7$).

Les coefficients de corrélation partielle $\rho_{py-m} = -0,5175 \pm 0,079$ et $\rho_{my-p} = -0,2816 \pm 0,0225$ conduisent aux mêmes conclusions.

Au total, il est exact que la masculinité décroît en fonction de l'âge avancé du père, ainsi qu'ont fait déjà remarquer E. Novitski et L. Sandler (4), mais contrairement à l'opinion de ces auteurs l'influence de l'âge de la mère quoique moins importante est, elle aussi, significative.

Par ailleurs, dans le cas du père, le phénomène se produit dans le sens contraire à l'hypothèse génétique. Alors qu'aucune explication simple en termes de léthaux liés au sexe ne peut être proposée, un biais purement démographique pourrait être mis en cause.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) *Science*, 118, 1953, p. 537-541.

(2) *Ier Congrès International de Génétique humaine*, Copenhague, 1956.

(3) Après tabulation des données des *Vital Statistics U. S. A.* pour les naissances réparties selon le sexe de l'enfant et l'âge respectif des parents.

(4) *Ann. Hum. Genet.*, 21, 1956, p. 123-131.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Phosphorylation associée à l'oxydation du triphosphopyridine-nucléotide réduit.* Note de M. **Pierre V. Vignais** et Mme **Paulette M. Vignais**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'oxydation du triphosphopyridine-nucléotide réduit (TPNH) par des mitochondries de foie de rat s'accompagne d'une seule phosphorylation couplée. Une molécule d'adénosine diphosphate serait phosphorylée lors de l'oxydalion du cytochrome *c*.

S'il est actuellement admis que le quotient de phosphorylation (P/O) pour le diphosphopyridine-nucléotide réduit (DPNH) est de 3 (1), (2), par contre, aucune mesure directe du quotient P/O n'a été encore effectuée en ce qui concerne le triphosphopyridine-nucléotide réduit (TPNH). Cependant des résultats récents (3), (4), (5) indiquent que la valeur de P/O est plus faible pour le TPNH que pour le DPNH. Les expériences rapportées ici confirment ces résultats et permettent d'évaluer à 1 le quotient de phosphorylation pour l'oxydation du TPNH.

Principe des mesures. — Du DPNH ou du TPNH produit enzymatiquement est oxydé par des mitochondries de foie de rat. On détermine le rendement de la phosphorylation couplée à cette oxydation. La phosphorylation de l'adénosine diphosphate (ADP) est évaluée d'après la quantité d'orthophosphate disparue du milieu au cours de l'incubation. La consommation de l'oxygène est mesurée à 25° C, par la technique manométrique de Warburg.

Matériel et techniques. — Les mitochondries sont préparées suivant la technique de W. C. Schneider et G. H. Hogeboom (6). Le foie recueilli dans une solution glacée de saccharose 0,25 M est homogénéisé dans un homogénéiseur en acier de type Potter-Elvehjem. Les noyaux et débris cellulaires sont éliminés par centrifugation à 600 g pendant 10 mn. Le surnageant est décanté et centrifugé à 5 000 g pendant 10 mn. Le sédiment mitochondrial est lavé deux fois consécutives avec la solution de saccharose. Les mitochondries sont finalement mises en suspension dans de l'eau bidistillée glacée et abandonnées à 0° pendant 3 mn, ce traitement ayant pour effet de les rendre ultérieurement perméables aux codéshydrogénases. A un volume de cette suspension mitochondriale, on ajoute un égal volume

d'une solution de CLK à 18 ‰, de façon à rétablir des conditions normales d'osmolarité.

La réduction du DPN et du TPN (produits « Sigma ») s'effectue enzymatiquement en présence d'éthanol et des déshydrogénases spécifiques contenues dans un extrait dialysé de *Leuconostoc mesenteroides* [7]. Cet extrait catalyse avec la même vitesse la réduction du DPN et celle du TPN par l'éthanol. Son activité glycolytique interdit l'addition de glucose et d'hexokinase dans le milieu d'incubation.

Dans ces conditions, l'adénosine diphosphate (produit « Pabst ») est seul accepteur de phosphate. L'orthophosphate du milieu est évalué après séparation par chromatographie sur papier. Après découpage des taches, minéralisation humide et extraction, le phosphore est dosé spectrophotométriquement [8], [9], [10].

Résultats. — Les mesures faites dans différentes conditions sont rapportées dans le tableau.

Phosphorylation associée à l'oxydation du DPNH *et du* TPNH
par des mitochondries de foie de rat.

Le volume total de liquide final *dans le compartiment principal* de la fiole de Warburg est 3,5 ml. Les concentrations finales des différents constituants sont les suivantes : ADP, 0,005 M; tampon phosphate, 0,0035 M, pH 7,4; éthylènediaminetétracétate de sodium, 0,0015 M; FK, 0,030 M; tampon glycylglycine, 0,006 M, pH 7,4; nicotinamide, 0,014 M; alcool déshydrogénase [3 à 4 unités de Moss [7]]; CLK, 0,05 M; Cl_2Mg, 0,003 M et éventuellement 0,5 ml de suspension mitochondriale; DPN, 0,0005 M; TPN, 0,0005 M; éthanol, 0,025 M, (*d-l*)-β-hydroxybutyrate de sodium, 0,010 M; 2.4-dinitrophénol, 5.10^{-5} M.

Godet central : 0,2 ml KOH, 2 N.

Durée de l'incubation : 40 mn.

Exp. n°	Mitochondries (mg d'azote).	Substrats ajoutés.	O_2 consommé µat.	Orthophosphate disparu µM.	$\frac{P}{O}$.
1	1,70	Zéro	2,7	1,1	0,41
	1,70	DNP + éthanol	6,0	6,6	1,10
	1,70	TPN + éthanol	4,8	2,2	0,46
	1,70	β-hydroxybutyrate	3,2	3,3	1,03
2	Zéro	DPN + éthanol	1,1	0,2	0,18
	Zéro	TPN + éthanol	0,7	0,0	0,0
	1,15	DPN + éthanol	4,7	5,6	1,19
	1,15	TPN + éthanol	3,0	1,3	0,43
	1,15	DPN + TPN + éthanol	6,0	4,0	0,67
3	1,65	DPN + éthanol	5,7	5,5	0,97
	1,65	TPN + éthanol	4,8	2,5	0,52
	1,65	DPN + éthanol + 2,4-DNP	5,2	0,0	0,0
	1,65	TPN + éthanol + 2,4-DNP	4,5	0,0	0,0

1. En l'absence de mitochondries, la consommation d'oxygène par l'extrait de *L. mesenteroides* est restreinte. Aucune phosphorylation d'adénosine diphosphate n'y est associée.

2. La présence de DPNH ou de TPNH augmente nettement la respiration mitochondriale. La phosphorylation qui accompagne l'oxydation des codéshydrogénases réduites est sensible à l'action du 2.4-dinitrophénol.

3. La mesure du quotient de phosphorylation pour l'oxydation du DPNH fournit des valeurs qui sont comprises entre 1,0 et 1,2. Une valeur du même ordre de grandeur est obtenue pour le β-hydroxybutyrate. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par A. L. Lehninger dans une expérimentation différente [1], [2]. Puisque le quotient P/O pour le DPNH ou le β-hydroxybutyrate est théoriquement égal à 3, on doit admettre que l'activité ATP asique du milieu et l'absence d'un système accepteur du phosphate terminal de l'adénosine triphosphate sont responsables du faible rendement obtenu.

4. Le quotient P/O est toujours 2 à 3 fois plus faible dans le cas du TPNH que dans celui du DPNH. L'erreur qui entache cette évaluation est d'ailleurs essentiellement une erreur par excès du fait de la présence, dans les mitochondries, d'une transhydrogénase [11] qui catalyse un transfert d'électrons du TPNH au DPN intramitochondrial. Dans les mitochondries de foie de rat, l'activité de la transhydrogénase est du même ordre de grandeur que celle de la TPNH cytochrome *c* réductase [12].

Il résulte de ceci qu'au maximum une seule phosphorylation est liée à l'oxydation du TPNH *via* la TPNH cytochrome *c* réductase. On sait que le quotient P/O pour l'oxydation du cytochrome *c* est de 1 [13], [14]. Puisque cette dernière réaction est commune aux deux chaînes de transporteurs : DPNH $\rightarrow O_2$ et TPNH $\rightarrow O_2$, on doit admettre que l'unique phosphorylation qui accompagne l'oxydation du TPNH s'effectue au cours de l'étape cytochrome $c \rightarrow O_2$. En conséquence, aucune phosphorylation ne serait associée au transfert d'électrons du TPNH au cytochrome *c* par l'intermédiaire de la TPNH cytochrome *c* réductase.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) A. L. Lehninger, *J. Biol. Chem.*, 178, 1949, p. 625.

(2) A. L. Lehninger, *J. Biol. Chem.*, 190, 1951, p. 345.

(3) N. O. Kaplan, M. N. Swartz, M. E. Frech et M. M. Ciotti, *Proc. Nat. Acad. Sc. U. S.*, 42, 1957, p. 481.

(4) P. M. Vignais, *Thèse*, Paris, février 1957.

(5) P. M. Vignais, P. V. Vignais et W. Bartley, *Biochem. J.*, 65, 1957, p. 396.

(6) *J. Biol. Chem.*, 183, 1950, p. 123.

(7) R. D. de Moss, *in Methods in Enzymology*, 1, 1955, p. 504.

(8) W. Bartley, *Biochem. J.*, 54, 1953, p. 677.

(9) C. S. Hanes et F. A. Isherwood, *Nature*, 164, 1949, p. 1107.

(10) I. Berenblum et F. Chain, *Biochem. J.*, 32, 1938, p. 295.

(11) N. O. Kaplan, S. P. Colowick et E. F. Neufeld, *J. Biol. Chem.*, 205, 1953, p. 1.
(12) P. V. Vignais et P. M. Vignais (à paraître).
(13) S. O. Nielsen et A. L. Lehninger, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 3860.
(14) E. C. Slater, *Nature*, 174, 1954, p. 1143.

PARASITOLOGIE. — *Impasses parasitaires et Protistes* incertæ sedis. Note de M. **Hervé Harant**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Dès 1943, j'attirais l'attention ici même sur l'interprétation des aspects pathologiques du xénoparasitome de *Selysina perforans* Dub., Sporozoaire, parasite des Ascidies [1].

Dans de tels complexes, confluent dans une mixte individualité irréversible deux organismes en « cobiose », le parasite et l'hôte. Aussi bien, sont-ils le plus souvent le résultat d'un « engagement en impasse » qui n'aboutit pas et se traduit parfois par une involution abortive.

Depuis cette date, j'ai maintes fois souligné l'importance de cette notion d'impasse et de ses incidences [2] :

a. En épidémiologie. — Possibilité d'extension géographique de syndromes actuellement connus grâce à l'intervention d'hôtes intermédiaires ou de vecteurs vicariants; apparition probable de syndromes nouveaux (destin des maladies transmissibles au sens de Nicolle).

b. En pathologie expérimentale. — Supériorité des essais d'inoculation aux animaux partout où existe la notion d'un parasitisme humain non étroitement spécifique (toxoplasmose, etc.); infériorité des essais expérimentaux de même nature lorsque le parasite humain paraît au contraire définitivement fixé; dans ce cas, en effet, c'est l'expérimentateur qui crée une impasse donnant une image appauvrie de l'agression dans l'espèce humaine.

c. En prophylaxie. — Possibilité de certaines immunisations croisées (typhus mondial et typhus murin); enquête complète et délicate chaque fois qu'il s'agira d'une prophylaxie trophique, toutes les transitions étant possibles entre l'animal piège ou protecteur et un « futur » réservoir de virus [3].

d. En nosologie. — Apparition de maladies inattendues dues à des impasses involutives de parasites égarés (creeping disease, dermatite des nageurs, filaires erratiques, myiases par larves immatures, etc.). Aussi bien, récemment, R. Deschiens rappelait-il ces notions [4], [5].

Au surplus, on pourrait mentionner ici, dans le domaine de la mycologie médicale, les formes inattendues de *Madurella* et *Indiella*, agents de mycétomes et la polyvalence étiologique de la dermatite de Gilchrist.

On note aussi dans bien des cas de véritables « parasitismes de seuil » ([6]) et des conquêtes, le plus souvent inachevées, de l'espèce humaine par le champignon. Toutes ces considérations sont évidemment liées à des notions de spécificité parasitaire plus ou moins stricte ([7]).

A la limite, on peut donc concevoir dans le domaine de la parasitologie comparative l'apparition de types morphologiques nouveaux d'individualité mixte ou plus généralement « un parasitisme créateur ». Dès lors, s'installe une morphologie d'allure spécifique où les interactions hôte-parasite impriment à l'agresseur un caractère net de modifications masquant ou ne masquant pas la structure singulière de cet agresseur [*Globidium*, *Sarcosporidies*, *Hepatocystis* ([8]), Sporozoaire de *Phascolosoma* ([9]), aspects tissulaires de certains champignons levuriformes et d'agents de mycétomes]. Dans de pareils cas, d'ailleurs, le parasite, la plupart du temps mais pas toujours cependant, se « sort d'affaire » poursuivant une évolution à caractère spécifique; il s'esquive d'une impasse involutive qui aurait pu lui être fatale. On peut interpréter sous cet aspect le cycle exoérythrocytaire des *Plasmodium* : peut-être n'est-il pas absolument nécessaire; peut-être son déterminisme n'est-il pas fatal. Si le parasite est en impasse dans le système réticuloendothélial, le porteur n'est pas encore un malade et devient parfois un prémuni; si la phanérose sanguine du parasite se produit, il s'ensuit un événement pathologique qui est la crise palustre. Tout dépend du terrain de l'organisme agressé, de l'espèce de *Plasmodium* considérée et des occasions qui lui ont été offertes (infestation mixte chez le Moustique), enfin de l'espèce anophélienne considérée, les Insectes ayant aussi leurs « humeurs » propres.

En bref, on le savait, on peut observer tous les passages entre le parasitisme de seuil et une agression spécifiquement définie par des modifications humorales auxquelles s'attachent le diagnostic, la pathogénie et l'épidémiologie. Mais il faut considérer que si la dénomination « *incertæ sedis* » appliquée à certains protistes répond à nos hésitations de systématiciens, c'est précisément parce que les réalisations fonctionnelles et morphologiques de la fraction de leur destin, dont nous sommes les témoins, résulte d'un engagement inaccoutumé. Ainsi, beaucoup de formes difficiles à classer peuvent être interprétées à la lumière de la notion d'impasse conditionnant une involution abortive ou un piégeage tissulaire inattendu. Fort de cette notion, il faudra l'appliquer à l'étude des groupes dits « aberrants », ce qui pourrait nous permettre de remettre à leur vraie *place* systématique des organismes occupant dans leur vie parasitaire une *place* qui n'est pas la leur.

([1]) H. Harant, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 750.

([2]) H. Harant et P. Verdier, *Rev. Paludisme*, janvier 1952; H. Harant et E. Brygoo, *Rev. Méd. de France*, 1950.

(3) H. HARANT, *Épidémies*, Coll. *Que Sais-je?*, *P. U.*, 1953.
(4) H. HARANT, *Fig. Litt.*, 15 avril 1950.
(5) R. DESCHIENS, *C. R. Acad. Méd.*, 1957.
(6) H. HARANT et P. DALADOUIRE, *Soc. Pharm. Montp.*, 1954.
(7) H. HARANT et G. GALAN, *Sem. Hôp. Paris*, 1948.
(8) C. LEVADIDITI, *Rev. Pal.*, 84, 1951.
(9) ETHERINGTON, *Parasitology*, 43, 1953.

VIROLOGIE. — *Inactivation d'un prophage par la désintégration du radiophosphore.* Note (*) de MM. **GUNTHER S. STENT, CLARENCE R. FUERST** et **FRANÇOIS JACOB**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

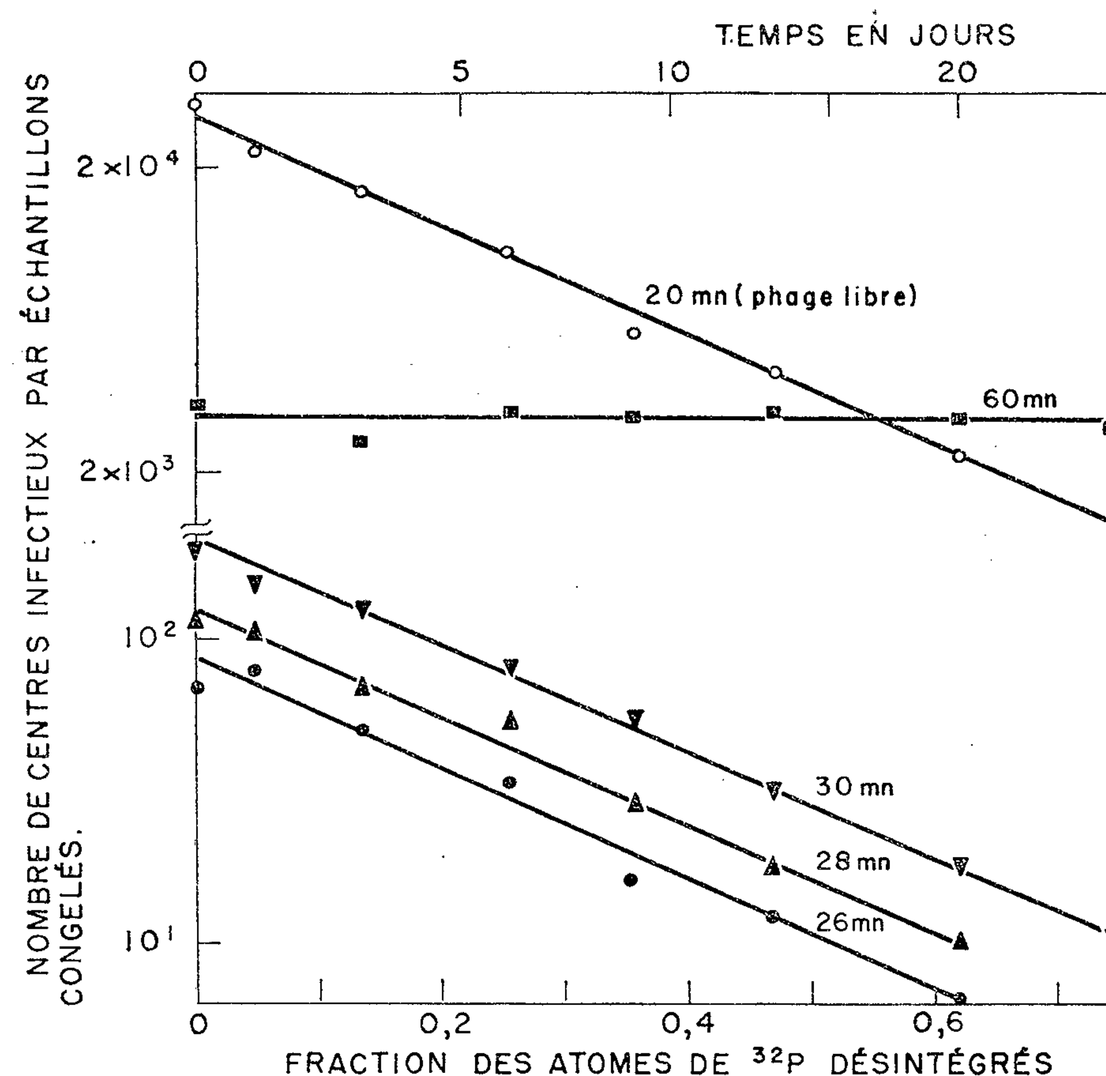
Des *Escherichia coli* K12 Hfr lysogènes (λ) et marqués au ^{32}P sont croisés avec des bactéries F^- non lysogènes et non radioactives. Les centres infectieux résultant de l'induction zygotique aussitôt après transfert du prophage λ sont inactivés par les désintégrations radioactives au même taux que les phages λ libres contenant une même radioactivité spécifique.

Chez les bactéries lysogènes, le matériel phagique se perpétue sous forme non infectieuse, le prophage, fixé sur un site spécifique du chromosome bactérien (1). On ignore encore la nature du prophage.

On sait que des bactériophages contenant du radiophosphore ^{32}P sont, en fonction de la désintégration du ^{32}P, inactivés selon une exponentielle dont la pente est proportionnelle à la radioactivité spécifique (2). Cette inactivation paraît être due à la désintégration d'atomes de phosphore contenus dans l'acide désoxyribonucléique (ADN), qui constitue le support matériel de la continuité génétique du phage (3). Si le prophage contient du phosphore, il devrait également être sensible à la désintégration du ^{32}P. Un essai en ce sens a déjà été tenté par lysogénisation de bactéries sensibles avec du phage radioactif, mais, peu après l'infection, la sensibilité au ^{32}P disparaît, que le phage évolue vers la multiplication végétative ou vers l'état de prophage (4).

Il est cependant possible d'évaluer la sensibilité du prophage au ^{32}P au cours de croisements entre bactéries lysogènes et non lysogènes. On sait, en effet, que chez *Escherichia coli* K12, la conjugaison comporte le transfert de bactéries donatrices (Hfr) à bactéries réceptrices (F^-) d'un segment chromosomique qui pénètre toujours par la même extrémité (5). Si le segment chromosomique du Hfr est porteur d'un prophage inductible tel que λ, chaque fois que ce prophage est transféré à une bactérie F^- non lysogène, il est induit (induction zygotique), ce qui entraîne la lyse du zygote avec libération de bactériophages (6). En outre, dans les croisements entre Hfr radioactifs et F^- non radioactifs, le matériel génétique du Hfr reste, aussitôt après injection dans le F^-, sensible au ^{32}P (7).

En croisant des Hfr lysogènes et radioactifs avec des F^- non lysogènes et non radioactifs, on peut comparer l'inactivation par le ^{32}P des prophages qui viennent d'être transférés dans les F^- avec celle des phages libres produits par le Hfr, soit spontanément, soit après irradiation. Cette expérience a pu être réalisée avec l'aide de la Fondation Lalor de Wilmington, Delaware.



Des bactéries Hfr $(\lambda)^+$ T $6^s S^s$ sont cultivées dans un milieu contenant 160 mc/mg de phosphore. Quand la croissance atteint 2.10^8 bactéries/ml, on ajoute de la streptomycine (100 µg/ml) et l'on agite la culture pendant 30 mn à 37°, ce qui supprime la synthèse d'acide nucléique. Après centrifugation, les bactéries sont mélangées en bouillon + streptomycine avec des bactéries $F^-(\lambda)^-$T $6^r S^r$ non radioactives (10^8 Hfr et 3.10^8 F^-/ml). La suspension est agitée à 37°. A 20, 26, 28, 30 et 60 mn, un échantillon est dilué de moitié dans une suspension contenant 10^{11} phage T 6 irradié/ml et du CNK M/100. Après dilution, des échantillons sont congelés et conservés dans l'azote liquide. De jour en jour, un échantillon est prélevé et dilué. L'échantillon 20 mn est traité par le chloroforme. Les échantillons 26, 28, 30 et 60 mn par du sérum anti-λ. Les échantillons sont ensuite étalés sur gélose à la streptomycine en présence de bactéries indicatrices S^r. En abscisse, le temps et la fraction des atomes de ^{32}P désintégrés. En ordonnée, le nombre de centres infectieux : 20 mn, phages libres (sensibles au sérum, résistant au chloroforme), 26, 28, 30 et 60 mn, centres infectieux (résistant au sérum, sensibles au chloroforme).

Les croisements sont réalisés entre bactéries Hfr $(\lambda)^+$ T $6^s S^s$. et F^- $(\lambda)^-$ T 6^r (8). Les bactéries Hfr sont cultivées en milieu radioactif Un échantillon est induit par la lumière ultraviolette, les phages libres recueillis et leur inactivation par le ^{32}P mesurée (4). Un autre échantillon est mélangé avec des bactéries F^-. Dans ces conditions, le transfert du prophage débute vers la 25ᵉ minute (5). A des temps variables, un échantillon du mélange est infecté en présence de CNK par du phage T 6 préalablement inactivé par la lumière ultraviolette, ce qui a pour effet

de détruire le parent Hfr et de bloquer le processus d'injection ([9]). Ces échantillons sont ensuite gelés. De jour en jour, un échantillon est dégelé et l'on compte les plages formées sur une souche indicatrice : 1° au temps 20 mn, par les phages libres présents (sensibles au sérum anti-λ, insensibles au chloroforme); 2° aux temps 26, 28, 30 et 60 mn par les prophages induits par conjugaison (insensibles au sérum anti-λ, sensibles au chloroforme).

Les résultats d'une telle expérience sont rapportés sur la figure, et l'on voit que :

1° les *phages libres* présents à la 20e minute sont instables. Ils sont inactivés au même taux que les phages obtenus en exposant le parent Hfr radioactif à l'induction par la lumière ultraviolette;

2° les *premiers centres infectieux*, obtenus par transfert du prophage dans les bactéries F^- à la 26e, 28e et 30e minute, sont instables; ils sont inactivés au même taux que le phage libre;

3° les *derniers centres infectieux*, obtenus à la 60e minute sont stables. Cette stabilisation résulte vraisemblablement de la multiplication végétative du phage induite par conjugaison en milieu non radioactif.

L'instabilité des premiers centres infectieux formés par induction zygotique démontre qu'un composé phosphoré constitue un élément essentiel du prophage. On sait, en outre, que le taux d'inactivation de bactériophages contenant une certaine radioactivité spécifique de ^{32}P est proportionnel au nombre d'atomes de P par particule. L'analogie observée ici entre les taux d'inactivation du phage libre et du prophage suggère donc que le matériel génétique du phage λ contient la même quantité de P, et donc probablement d'acide désoxyribonucléique, qu'il se trouve à l'état de phage libre ou à l'état de prophage.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) A. Lwoff, *Bact. Rev.*, **17**, 1953, p. 269.

(2) A. D. Hershey, M. D. Kamen, J. W. Kennedy et H. Gest, *J. Gen. Physiol.*, **34**, 1951, p. 305.

(3) A. D. Hershey et M. Chase, *J. Gen. Physiol.*, **36**, 1952, p. 39.

(4) G. S. Stent et C. R. Fuerst, *Virology*, **2**, 1956, p. 737.

(5) E. L. Wollman et F. Jacob, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2449.

(6) F. Jacob et E. L. Wollman, *Ann. Inst. Pasteur*, **91**, 1956, p. 486.

(7) C. R. Fuerst, F. Jacob et E. L. Wollman, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 2162.

(8) Lysogènes $(\lambda)^+$, ou non lysogènes $(\lambda)^-$, sensibilité (*s*) ou résistance (*r*), au phage T 6 et à la streptomycine (S).

(9) W. Hayes, *J. Gen. Microb.*, **16**, 1957, p. 97.

A 15 h 30 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 15 h 40 m. R. C.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 5 novembre 1956.)

Note présentée le même jour, de M. *Cassius Ionescu Tulcea*, Fonctions de type positif :

Page 1390, 10e ligne, *au lieu de* U_f, *lire* H_f.

» » 9e ligne, en remontant, *au lieu de* $f(\bar{z})$, *lire* $\overline{f(z)}$.

» » 4e ligne, en remontant, *au lieu de* $\sum f(s_i^+ \times s_j) + \ldots + \sum f(u_i^+ \times u_j)$, *lire* $\sum \bar{\alpha}_i \alpha_j f(s_i^+ x s_j) + \ldots + \sum \bar{\lambda}_i \lambda_j f(u_i^+ x u_j)$.

Page 1391, 12e ligne, *au lieu de* $(U_S F_g a \mid a)$, *lire* $(U_{f,S} F_g a_f \mid a_f)$.

» » 13e ligne, en remontant, *au lieu de* T, *lire* A.

(*Comptes rendus* du 11 février 1957.)

Note présentée le 4 février 1957, de M. *Pierre Faure*, Sur quelques résultats relatifs aux fonctions aléatoires isotropes introduites dans l'étude expérimentale de certains phénomènes de fluctuations :

Page 843, 3e ligne en remontant, formule (3), *au lieu de*

$$\frac{\Psi(\rho_1 + 0)\Psi(\rho_1 - 0)}{2} = \frac{1}{2^{\frac{n}{2}-1}\Gamma\left(\frac{2}{n}\right)} \int_0^\infty \frac{C(r)}{r} (2\pi r \rho_1)^{\frac{n}{2}} J_{\frac{n}{2}}(2\pi r \rho_1)\, dr, \tag{3}$$

lire

$$\frac{\Psi(\rho_1 + 0) + \Psi(\rho_1 - 0)}{2} = \frac{1}{2^{\frac{n}{2}-1}\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} \int_0^\infty \frac{C(r)}{r} (2\pi r \rho_1)^{\frac{n}{2}} J_{\frac{n}{2}}(2\pi r \rho_1)\, dr. \tag{3}$$

(*Comptes rendus* du 4 mars 1957.)

Note présentée le même jour, de M. *Paul Lévy*, Sur quelques problèmes de la théorie des liaisons stochastiques :

Page 1314, 20e ligne, *au lieu de* Uniformément, *lire* U uniformément.

» 1316, note (4), 1re ligne de cette note, *au lieu de* somme, *lire* forme.

(*Comptes rendus* du 4 mars 1957.)

Note présentée le même jour, de MM. *Marcel Perrot* et *Jean Tortosa*, Sur les facteurs de réflexion de lames minces d'argent préparées par vaporisation thermique lente :

Page 1349, 5e ligne en remontant, *au lieu de* et les épaisseurs 3, 18 et 22 mμ, *lire* et les épaisseurs 3, 10 et 22 mμ.